



# Excitation multifréquence dans les décharges capacitatives utilisées pour la gravure en micro-électronique.

Pierre Levif

## ► To cite this version:

Pierre Levif. Excitation multifréquence dans les décharges capacitatives utilisées pour la gravure en micro-électronique.. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT : . pastel-00003567

**HAL Id: pastel-00003567**

**<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00003567>**

Submitted on 23 Jul 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse présentée pour obtenir le grade de  
**Docteur de l'Ecole Polytechnique**

**Spécialité :**  
**Physique des Plasmas**

par  
**Pierre Levif**

# **Excitation multifréquence dans les décharges capacitatives utilisées pour la gravure en microélectronique**

**Thèse soutenue le jeudi 8 novembre 2007**

Laurent Vallier (Rapporteur)  
Khalid Hassouni (Rapporteur)  
Pere Roca i Cabarrocas (Président du jury)  
Pascal Chabert (Directeur de thèse)  
Miles Turner  
Rémi Dussart  
Christophe Laux

C.R CNRS - LTM, Grenoble  
Professeur - U. Paris XIII  
D.R CNRS - Ec. Polytechnique  
C.R CNRS - Ec. Polytechnique  
Professeur - Dublin City U.  
MCF - GREMI, Orléans  
Professeur- Ec. Centrale



## Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu Pascal Chabert qui fut un excellent directeur de thèse, toujours présent et disponible que ce soit pour le travail ou pour faire la fête ("Pascal... que le Bokeleide soit toujours avec toi pour mettre le feu au Tarbesou... mais gare à la morsure des Turques"). De plus, je le remercie de m'avoir donné de nombreuses fois l'occasion de présenter mon travail de recherche lors de congrès nationaux et internationaux. Merci également à Jean-Luc Raimbault avec qui j'ai travaillé durant ma première année de thèse et qui m'a beaucoup apporté sur le plan théorique.

Je tiens à remercier Jean Guillon, ingénieur de recherche CNRS qui a mis tout son savoir-faire et une grande partie de son temps au service de la construction du réacteur capacitif cylindrique qui fit l'objet de mes recherches expérimentales. Merci à Philippe Auvray administrateur du réseau informatique, Bruno Dufour et Jean-Paul Stefan respectivement mécanicien et électronicien du laboratoire.

Merci à Jean-Marcel Rax de m'avoir accueilli au sein du laboratoire LPTP. Merci à Cathy Dourdoigne-Peinturier, Cherifa Zouaoui et Isabelle Taquin qui ont fait preuve d'efficacité et de gentillesse pour prendre en charge tous les aspects administratifs inhérents à un travail de thèse.

Merci à Kees Van Der Beek mon directeur de monitorat au sein de l'Ecole Polytechnique qui m'a fait découvrir avec le plus grand des enchantements le domaine de la supraconductivité.

Merci à Fabrice Baronnet, Audrey Lemaréchal et Christine Ferret membres de l'école Doctorale de l'Ecole Polytechnique qui ont fait également un travail remarquable.

Ensuite je remercie l'ensemble des membres de mon jury de thèse, à savoir Khalid Hassouni, Laurent Vallier, Pere Roca i Cabarrocas, Miles Turner, Rémi Dussart, Christophe Laux et Pascal Chabert.

Je souhaite aussi remercier l'ensemble de toutes les personnes du laboratoire thésards et permanents avec qui j'ai passé trois années excellentes. Je

vais commencer par le groupe PRAGM auquel j'appartenais. Merci à Garrett, Gary, Laurent, Lina, Emilie, Albert et Ane. Ensuite, je remercie le groupe PEE composé de Olivier, Xavier, Sébastien, Katia, Paul, Joseph, Claudia et Antoine. Merci à Sedina, Elisée, Cyprien, Dominique et Pascale du groupe ITTT et pour finir Jean, Léonid et Philippe du groupe PMHDE.

Une pensée également vers les personnes que j'ai côtoyé durant mes trois années de thèse et que je tiens aussi à remercier, à savoir Fred (de Lyon), Pannos, Nicolas Bulcourt, Cormack, Draganna (hot chocolate), Sébastien Dine, Bassima et Nicolas Plihon.

Merci également aux gens qui n'étaient pas du laboratoire et qui étaient présents à ma soutenance de thèse tout particulièrement à Bernadette, Elisabeth, Richard, Pauline, Julia, Véronique, Mariana et François, Nicolas du CEA, Alain Louis-Joseph et Anaël.

Merci aussi pour le magnifique pot qui a suivi ma soutenance de thèse (merci à la tante de Nicolas Plihon dont le champagne était vraiment bon). Merci pour l'aide de Elisabeth, Bernadette, Cathy, Cherifa, Julia, Véronique et Anaël.

Un énorme merci à ma famille pour m'avoir soutenu, à savoir Bernadette, Marie, Auguste, Lucette et ma tante Anne qui a du se ruiner en cierges achetés pour toutes mes grandes occasions.

Merci également à tous les gens que j'ai pu rencontré à Paris et qui ont fait que durant 5 années ma vie à Paris était belle. Un dernier grand merci à Elisabeth.

# Symboles et abréviations

$A$	Aire ( $\text{m}^2$ ), aire des électrodes
$\alpha_o$	Degré d'ionisation
$\alpha$	Rapport entre la haute fréquence et la basse fréquence $\alpha = \omega_{\text{hf}}/\omega_{\text{bf}}$
$\alpha_*$	Coefficient d'affaiblissement linéique ( $\text{m}^{-1}$ )
$B$	Induction magnétique (T)
$\beta$	Rapport entre la densité de courant haute fréquence et la densité de courant basse fréquence $\beta = J_{\text{hf}}/J_{\text{bf}}$
$\beta_*$	Déphasage linéique ( $\text{m}^{-1}$ )
$C'$	Capacité par unité de longueur ( $\text{F.m}^{-1}$ ) sauf $C_m, C_{\text{Load}}, C_{\text{Tune}}, C_{\text{Block}}$ (F)
$c$	Vitesse de la lumière dans le vide ( $3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ )
$\gamma$	Constante de propagation ( $\text{m}^{-1}$ )
$\Gamma$	Coefficient de réflexion
$2d$	Taille du plasma (m)
$\delta$	Epaisseur de peau non collisionnelle (m) : $\delta = c/\omega_{\text{pe}}$
$e$	Charge élémentaire (C)
$eV$	Electron-Volt (1 eV=11600 K)
$E_i$	Energie ionique (eV)

$E$	Champ électrique ( $\text{V.m}^{-1}$ ), $E_0$ amplitude, $E_r$ champ radial, $E_z$ champ axial, $E_{\text{hf}}$ champ haute fréquence, $E_{\text{bf}}$ champ basse fréquence
$\varepsilon$	Constante diélectrique ( $\text{F.m}^{-1}$ ), $\varepsilon_0$ permittivité diélectrique du vide ( $8.85 \times 10^{-12}$ ), $\varepsilon_p$ (plasma), $\varepsilon_b$ (diélectrique)
$\varepsilon_T$	Energie nécessaire pour la création d'une paire électron-ion (eV)
$f$	Fréquence d'excitation (Hz)
$G'$	Conductance par unité de longueur ( $\text{S.m}^{-1}$ )
$h_l$	Rapport entre la densité au centre du plasma et la densité au niveau de l'électrode : $h_l = \frac{0.86}{\sqrt{3 + \frac{l}{\lambda_i}}}$
$h_r$	Equivalent de $h_l$ sauf qu'il s'agit de la densité au bord de la barrière de diélectrique servant à confiner le plasma $h_r = \frac{0.8}{\sqrt{4 + \frac{R}{\lambda_i}}}$
$H$	Intensité du champ magnétique ( $\text{A.m}^{-1}$ )
$I$	Courant (A)
$J$	Densité de courant ( $\text{A.m}^{-1}$ ), $J_{\text{hf}}$ (HF), $J_{\text{bf}}$ (BF)
$J_i$	Flux ionique ( $\text{A.m}^{-2}$ )
$k$	Vecteur d'onde ( $k = 2\pi/\lambda$ ), $k_0$ (vide)
$K_{iz}$	Coefficient d'ionisation ( $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ )
$2l$	Distance interélectrode (m)
$L'$	Inductance par unité de longueur ( $\text{H.m}^{-1}$ ) sauf $L_m, L_{\text{Tune}}, L_{\text{Load}}, L_{\text{Comp}}$ (H)

- $\lambda$  Longueur d'onde (m),  $\lambda_0$  (vide)
- $\lambda_i$  Libre parcours moyen des ions (m)
- $\lambda_e$  Longueur de relaxation de l'énergie (m)
- $m$  Masse (kg),  $m_e$  (électron),  $m_i$  (ion)
- $\mu_0$  Perméabilité du vide ( $4 \times 10^{-4}$  H/m)
- $n$  Densité de particules ( $\text{m}^{-3}$ ),  $n_e$  (électrons),  $n_i$  (ions),  
 $n_g$  (neutres),  $n_0$  (électrons au centre du plasma)
- $\nu$  Fréquence de collisions ( $\text{s}^{-1}$  ou Hz),  $\nu_m$  (électron-neutre),  
 $\nu_{inel}$  (inélastiques) (ionisation, excitation...)
- $p$  Pression (Torr)
- $P$  Puissance (W),  $P_{RF}$  (RF),  $P_{in}$  (injectée),  $P_{ref}$  (réfléchie),  
 $P_{dis}$  (dissipée),  $P_{RF}$  (RF),  $P_e$  (absorbée par les électrons),  
 $P_{loss}$  (perdue par les électrons),  $P_{ind}$  (inductive),  
 $P_{cap}$  (capacitive)
- PIC* Particle In Cell
- $\phi$  Phase ( $\phi = \omega t$ )
- $\Phi$  Potentiel de la gaine de charge d'espace (eV),  
 $\bar{\Phi}_m$  potentiel maximal moyen de la gaine de charge d'espace
- $Q$  Flux ( $\text{m}^{text{-2}} \cdot \text{s}^{text{-1}}$ )
- $r$  Distance (m), direction parallèle à l'axe des électrodes  
en géométrie cylindrique
- $r$  Rayon (m),  $r_b$  rayon de la boucle de la sonde B-Dot,  
 $r_f$  rayon du fil de la boucle de la sonde B-Dot



$R$	Rayon des électrodes circulaires (m)
$R'$	Résistance par unité de longueur ( $\Omega \cdot \text{m}^{-1}$ )
$s$	Taille de la gaine de charge d'espace (m), $s_m$ expansion maximale
$sccm$	Standard Cubic Centimeter per Minute autrement dit, débit en centimètre cube par minute d'un gaz ramené à la pression atmosphérique
$S$	Surface de la sonde B-Dot ( $\text{m}^2$ )
$\bar{S}$	Densité moyenne de puissance ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ )
$T$	Température (eV), $T_e$ (électrons), $T_i$ (ions)
$\tau$	Temps (s) ou transparence
$u, v$	Vitesse ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$u_B$	Vitesse de Bohm ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )
$V$	Potentiel (V) ou tension
$\omega$	Pulsation ( $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ), $\omega_{pe}$ pulsation plasma électronique, $\omega_{pi}$ pulsation plasma ionique, $\omega_{RF}$ pulsation d'excitation, $\omega_{bf}$ pulsation BF, $\omega_{hf}$ pulsation HF
$Z_0$	Impédance caractéristique ( $\Omega$ )
$Z$	Impédance par unité de longueur ( $\Omega \cdot \text{m}^{-1}$ )
$Y$	Admittance par unité de longueur (m. ( $\Omega^{-1}$ ))

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>19</b>
1.1	Introduction . . . . .	19
1.2	Mécanisme de gravure par plasma . . . . .	21
1.3	Réacteurs industriels . . . . .	23
1.4	Etat de l'art du réacteur capacitif . . . . .	25
1.4.1	Régime Electrostatique . . . . .	26
1.4.2	Effet de la fréquence . . . . .	29
1.4.3	Excitation multifréquence . . . . .	34
1.4.4	Régime Electromagnétique . . . . .	36
1.5	Plan de la thèse . . . . .	40
<b>2</b>	<b>Modèle global autocohérent d'une décharge capacitive plasma double fréquence (DFC).</b>	<b>41</b>
2.1	Modèle d'une décharge capacitive double fréquence . . . . .	42
2.1.1	Modèle global autocohérent d'une décharge capacitive double fréquence . . . . .	43
2.1.2	Modèle d'une gaine capacitive de charge d'espace . . . . .	45
2.1.3	Modèle de chauffage . . . . .	52
2.2	Résolution et résultats . . . . .	57
2.2.1	Rappel du système à résoudre . . . . .	57
2.2.2	Résolution . . . . .	58
2.2.3	Résultats . . . . .	59
<b>3</b>	<b>Modélisation électromagnétique d'une décharge capacitive radiofréquence</b>	<b>75</b>
3.1	Modèle d'une décharge capacitive plasma . . . . .	77
3.1.1	Introduction aux lignes de transmission . . . . .	78

3.1.2	Modélisation de la décharge capacitive sous forme de ligne de transmission. . . . .	81
3.2	Onde quasi TEM et ligne de transmission . . . . .	86
3.2.1	Circuit équivalent d'une ligne de transmission . . . . .	91
3.2.2	Autres dissipations . . . . .	91
3.2.3	Résolution et résultats . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Description de l'expérience et résultats expérimentaux</b>	<b>109</b>
4.1	Modèle Femlab . . . . .	111
4.2	Réacteur expérimental . . . . .	114
4.3	Sonde courant-tension . . . . .	118
4.4	Analyseur d'énergie des ions . . . . .	128
4.5	Flux des ions . . . . .	137
4.6	Sonde B-dot . . . . .	144
4.6.1	Première sonde B-dot (test) . . . . .	146
4.6.2	Nouvelle sonde B-dot . . . . .	150
<b>5</b>	<b>Bilans et perspectives</b>	<b>157</b>
5.1	Bilans . . . . .	157
5.2	Perspectives . . . . .	163
<b>A</b>		<b>165</b>
<b>B</b>		<b>167</b>
<b>C</b>		<b>171</b>
<b>D</b>		<b>173</b>
<b>E</b>		<b>179</b>
<b>F</b>		<b>185</b>
<b>G</b>		<b>191</b>
<b>H</b>		<b>197</b>
<b>I</b>		<b>203</b>

# Table des figures

1.1	Transistor . . . . .	21
1.2	Taux de gravure du silicium amélioré lors de l'utilisation combiné d'un bombardement d'ions $\text{Ar}^+$ et d'un gaz de gravure chimique de $\text{XeF}_2$ [1]. . . . .	22
1.3	Réacteur capacitif (a) et réacteur inductif (b) . . . . .	24
1.4	Dérives chimiques[2] : (1) Bowing, (2) Dépôt excessif de polymères et (3) Sous gravure. . . . .	25
1.5	Décharge capacitive : profil des densités électroniques et ioniques entre les électrodes, après la formation des gaines. . . . .	27
1.6	Circuit électrique équivalent d'une décharge plasma capacitive. . . . .	28
1.7	Fonction de distribution d'une décharge d'argon excitée à la fréquence de 100 kHz et 13.56 MHz [3]. . . . .	30
1.8	Fonction de distribution d'ions contaminant une décharge capacitive plasma d'argon excitée à la fréquence de 13.56 MHz et dont la pression d'argon est $p=75$ mTorr [4]. . . . .	32
1.9	Fonction de distribution d'une décharge capacitive en $\text{CF}_4$ excitée à la fréquence de 13.56 MHz [5]. . . . .	32
1.10	Energie des ions en fonction du flux d'ions, pour différentes fréquences d'excitation [6]. . . . .	33
1.11	Deux configurations d'excitation d'une décharge capacitive double fréquence. . . . .	34
1.12	Effet de la fréquence sur le profil radial de la valeur absolue du champ électrique capacitif $E_z$ . . . . .	38
1.13	Effet de la densité électronique sur le profil radial de la valeur absolue du champ électrique inductif $E_r$ . . . . .	39
1.14	Décharge capacitive dans le régime électromagnétique . . . . .	40
2.1	Potentiel moyen $\overline{\Phi}$ en fonction de la phase $\phi$ ( $\alpha$ impair). . . . .	47
2.2	Potentiel moyen $\overline{\Phi}$ en fonction de la phase $\phi$ ( $\alpha$ pair). . . . .	48

2.3	Position de la gaine de charge d'espace en fonction de la phase $\phi$ ( $\alpha$ impair).	49
2.4	Position de la gaine de charge d'espace en fonction de la phase $\phi$ ( $\alpha$ pair).	50
2.5	Etude de $s_m/s_0$ en fonction de $\alpha$ et $\beta$ .	51
2.6	Etude de $-\Phi_m/T_e$ en fonction de $\alpha$ et $\beta$	52
2.7	Modèle "Hard-wall"	53
2.8	Evolution du rapport $r$ du chauffage obtenu dans le cas d'une décharge capacitive double fréquence avec celui obtenu à partir de la somme du chauffage pour une basse fréquence et une haute fréquence, en fonction du paramètre $\beta$ pour différentes valeurs du paramètre $\alpha$ .	56
2.9	Evolution de l'énergie ionique $E_i$ (a) et du courant ionique $J_i$ (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence $J_{bf}$ , pour différentes valeurs du paramètre $\alpha$ et dans le cas où $\beta=1$ .	60
2.10	Evolution de la température électronique $T_e$ (a) et de la taille maximale de la gaine de charge d'espace $s_m$ (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence $J_{bf}$ , pour différentes valeurs du paramètre $\alpha$ et dans le cas où $\beta=1$ .	61
2.11	Evolution de l'énergie ionique $E_i$ (a) et du courant ionique $J_i$ (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence $J_{bf}$ pour différentes valeurs du paramètre $\beta=0, 2, 4$ . Pour $\beta=0$ , il s'agit d'une courbe de référence à la fréquence $f=13.56$ MHz et lorsque $\beta \neq 0$ il s'agit d'une excitation à deux fréquences $f=13.56 - 149.16$ MHz, soit $\alpha=11$ .	62
2.12	Evolution de la température électronique $T_e$ (a) et de la taille maximale de la gaine de charge d'espace $s_m$ (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence $J_{bf}$ pour différentes valeurs du paramètre $\beta=0, 2, 4$ . Pour $\beta=0$ , il s'agit d'une courbe de référence à la fréquence $f=13.56$ MHz et lorsque $\beta \neq 0$ il s'agit d'une excitation à deux fréquences $f=13.56 - 149.16$ MHz, soit $\alpha=11$ .	63
2.13	Courbes de l'énergie ionique $E_i$ en fonction du courant ionique $J_i$ : courbes de référence à 13.56 MHz et 94.12 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$ et $\beta=4$ ).	64
2.14	Courbes de l'énergie ionique $E_i$ en fonction du courant ionique $J_i$ : courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$ et $\beta=4$ ).	65

2.15	Courbes de l'énergie ionique $E_i$ en fonction du courant ionique $J_i$ : courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$ et $\beta=4$ ). . . . .	66
2.16	Tension instantanée $V$ et $V_l$ en fonction de la phase $\phi$ . . . . .	69
2.17	Courbes de la tension basse fréquence $V_{bf}$ en fonction de la densité de courant basse fréquence $J_{bf}$ : une courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$ et $\beta=4$ ). . . . .	71
2.18	Courbes de $K_{cap}$ en fonction de la densité de courant basse fréquence $J_{bf}$ : une courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$ et $\beta=4$ ). . . . .	72
3.1	Réacteur capacitif (gauche) - Ligne de transmission équivalente à la moitié du réacteur capacitif (droite). . . . .	76
3.2	Evolution de $\lambda/\lambda_0$ en fonction de la fréquence pour $V_0=100$ V et $l=7$ cm. . . . .	77
3.3	Elément d'une ligne de transmission prenant en compte uniquement l'effet d'onde stationnaire par l'intermédiaire de la résistance $R'_{cap}$ . . . . .	78
3.4	Ligne de transmission. . . . .	79
3.5	Elément constitutif d'une ligne de transmission réelle. . . . .	79
3.6	Champs électrique et magnétique d'une onde TM dans un réacteur capacitif. . . . .	83
3.7	Champs électrique et magnétique d'une onde TEM dans un réacteur capacitif. . . . .	87
3.8	Elément constitutif d'une ligne de transmission équivalente à une décharge plasma dans le régime électromagnétique. . . . .	90
3.9	Nouvel élément constitutif d'une ligne de transmission équivalente à une décharge plasma dans le régime électromagnétique. . . . .	92
3.10	Elément final constitutif d'une ligne de transmission équivalente à une décharge plasma dans le régime électromagnétique. . . . .	94
3.11	Puissance absorbée et perdue en fonction de la densité électronique au centre de la décharge $n_{e0}$ pour une décharge capacitive 30mTorr excitée à 200 MHz avec des électrodes de rayon $R=15$ cm et séparées d'une distance $2l=4$ cm, pour une tension $V_0=60$ V (a) et $V_0=800$ V (b). . . . .	98

3.12	Densité électronique $n_{e0}$ en fonction de la tension d'excitation $V_0$ pour une fréquence d'excitation de $f=60$ MHz (a) et $f=200$ MHz(b) ; la ligne pointillée correspond à la densité électronique obtenue lorsque le chauffage inductif est ignoré. . . . .	99
3.13	Rapport $P_{ind}/P_{cap}$ en fonction de la densité électronique $n_{e0}$ à l'équilibre pour différentes fréquences et dans le cas où $R=15$ cm (a) et $R=25$ cm (b). . . . .	101
3.14	Rapport de la puissance inductive sur la puissance capacitive $P_{ind}/P_{cap}$ en fonction de la fréquence pour une densité d'équilibre de $n_{e0} = 5 \times 10^{17} m^{-3}$ dans le cas d'une décharge dont le rayon de l'électrode est $R=15$ cm et $R=25$ cm. . . . .	103
3.15	Résolution locale du modèle ligne de transmission. . . . .	105
3.16	Densité électronique radiale normalisée à la densité électronique au centre de la décharge pour différentes tension d'excitation $V_0= 50, 100, 150, 200, 400$ V (soit différentes densités électroniques à l'équilibre). La fréquence d'excitation est $f=200$ MHz, la pression d'argon dans l'enceinte est 150 mTorr et le rayon des électrodes est $R=15$ cm. . . . .	106
3.17	Rapport radial $P_{ind}/P_{cap}$ pour différentes tension d'excitation $V_0$ (soit différentes densité électronique à l'équilibre). La fréquence d'excitation est $f=200$ MHz, la pression d'argon dans l'enceinte est 150 mTorr et le rayon des électrodes est $R=15$ cm. Nous pouvons voir clairement la transition spatiale E-H à haute fréquence. . . . .	107
4.1	Coupe schématique axisymétrique du réacteur capacitif (modèle FEMLAB) . . . . .	110
4.2	Partie imaginaire de l'impédance $Z$ du réacteur à vide (sans plasma). . . . .	112
4.3	Profil radial du champ magnétique au centre du réacteur . . .	113
4.4	Schéma du réacteur capacitif construit au laboratoire et diagnostics de mesure. . . . .	114
4.5	Photo + schéma électrique de la boîte d'accord Hüttinger PFM 300A ( (1) : $L_{Tune}$ , (2) : $C_{Tune}$ (500 pF), (3) : $C_{Load}$ (500 pF), (4) : $L_{Load}$ , (5) : $L_{Comp}$ , (6) : $C_{Block}$ ( $4 \times 220$ pF)). .	118
4.6	Photo du réacteur capacitif au laboratoire LPTP. . . . .	119
4.7	Schéma de la sonde de courant (gauche) et de la sonde de tension (droite). . . . .	120

4.8	Courbes d'étalonnage de la sonde de courant. . . . .	122
4.9	Courbes d'étalonnage de la sonde de tension. . . . .	123
4.10	Signaux temporels des sondes de courant et de tension dans une décharge d'argon ( $P_{in}=100$ W, $f=81.36$ MHz et $p=44$ mTorr). . . . .	124
4.11	Courant mesuré par les différentes sondes de courant disposées en divers endroits du réacteur (a) en fonction de la puissance injectée $P_{in}$ . Profil radial du courant à travers la décharge pour différentes puissances d'excitation (b). . . . .	125
4.12	Schéma de mesure de la puissance $P_{in}$ ainsi que de la mesure de $V_{RF}$ , $I_{RF}$ et $\varphi$ . . . . .	126
4.13	Evolution de la tension $V_{RF}$ en fonction de la puissance injectée $P_{in}$ obtenue d'une part par la technique d'étalonnage et d'autre part par la mesure de la puissance avec l'approximation $P_{RF} \approx$ $P_{in}$ pour une pression de $p=5$ mTorr. . . . .	127
4.14	principe de fonctionnement d'un analyseur d'énergie quatre grilles (analyse ionique) . . . . .	129
4.15	Figure d'une maille dont la transparence est $\tau = (a - D)^2/a^2$ .	132
4.16	Courbe caractéristique $I_c = f(VD)$ (a) et fonction de distribu- tion (b) à $p=5$ mTorr . . . . .	134
4.17	Courbe caractéristique $I_c = f(VD)$ (a) et fonction de distribu- tion (b) à $p=44$ mTorr . . . . .	135
4.18	Potentiel plasma $V_p$ en fonction de la puissance injectée $P_{in}$ pour différentes pressions d'argon. . . . .	136
4.19	Densité électronique $n_e$ du plasma en fonction de la puissance injectée $P_{in}$ pour différentes pressions d'argon. . . . .	137
4.20	Comparaison entre le potentiel plasma moyen $\bar{V}_p$ avec la ten- sion $V_{RF}$ en fonction de la puissance injectée $P_{in}$ obtenue d'une part par la technique d'étalonnage et d'autre part par la me- sure de la puissance avec l'approximation $P_{RF} \approx P_{in}$ pour une pression de $p=5$ mTorr. . . . .	138
4.21	Courbe caractéristique courant-tension d'une sonde plane idéale.	139
4.22	Anneau de garde . . . . .	140
4.23	Profil radial du courant ionique $J_i$ , à $p=5$ mTorr et $p=44$ mTorr, pour différentes puissances injectées $P_{in}$ . . . . .	142
4.24	Profil radial de la densité électronique $n_e$ , à $p=5$ mTorr et $p=44$ mTorr, pour différentes puissances injectées $P_{in}$ . . . . .	143



4.25	Densité électronique $n_e$ obtenue expérimentalement (analyseur d'énergie et sonde de flux ionique) en fonction de la puissance injectée $P_{in}$ dans le cas d'une pression d'argon de 5 mTorr et 44 mTorr. . . . .	144
4.26	Demi-boucle . . . . .	146
4.27	Sonde B-dot test. . . . .	147
4.28	Translateur manuel . . . . .	147
4.29	Profil radial du champ magnétique du plasma pour différentes puissances injectées $P_{in}$ , pour une pression d'argon de $p=44$ mTorr. . . . .	148
4.30	Signaux temporels $V(\alpha = 0^\circ)$ et $V(\alpha = 90^\circ)$ obtenus au centre de la décharge ( $r=0$ cm) et au bord de la décharge ( $r=25$ cm) excitée à $f=81.36$ MHz ( $p=44$ mTorr, $P_{in}=100$ W). . . . .	149
4.31	Photo de la nouvelle sonde B-dot. . . . .	150
4.32	a) Profil temporel du champ magnétique $B$ pour une puissance injectée de $P_{in}$ 65 W et une pression de $p=5$ mTorr, b) Profil temporel du champ magnétique $B$ pour une puissance injectée de $P_{in}$ 65 W et une pression de $p=44$ mTorr. . . . .	151
4.33	Signaux temporels $V(\alpha = 0^\circ)$ et $V(\alpha = 90^\circ)$ obtenus au centre de la décharge ( $r=0$ cm) et au bord de la décharge ( $r=25$ cm) excitée à $f=81.36$ MHz ( $p=44$ mTorr, $P_{in}=65$ W). . . . .	152
4.34	Profil radial du champ magnétique $B$ , pour une puissance injectée de $P_{in}=65$ W et pour différentes pression d'argon. . . .	153
4.35	Profil radial du champ magnétique $B$ , pour une pression d'argon de $p=44$ mTorr et pour différentes puissances injectées $P_{in}$ . . . . .	154
4.36	Profil temporel du champ magnétique $B$ , pour une puissance injectée de $P_{in}= 400$ W dans la cas d'une pression de $p=44$ mTorr. . . . .	155
5.1	Profil radial de la densité électronique $n_e$ obtenu par les sondes de flux ionique et par le modèle global, à $p=5$ mTorr, pour une puissance de $P_{in}= 100$ W (a) et $P_{in}= 600$ W (b). . . . .	160
5.2	Profil radial de la densité électronique $n_e$ obtenu par les sondes de flux ionique et par le modèle global, à $p=44$ mTorr, pour une puissance de $P_{in}= 100$ W (a) et $P_{in}= 600$ W (b). . . . .	161

5.3	Profil du champ magnétique $H$ obtenu avec le logiciel Femlab et expérimentalement pour un plasma d'argon ( $p=44$ mTorr, $P_{in}=65$ W) . . . . .	162
E.1	Ligne de transmission en circuit ouvert. . . . .	180
E.2	Tension $U$ en fonction de la position obtenue dans le cas d'une ligne de transmission en circuit ouvert. . . . .	181
E.3	Ligne de transmission en court-circuit. . . . .	182
E.4	Courant $U$ en fonction de la position obtenue dans le cas d'une ligne de transmission en court-circuit. . . . .	183
F.1	Courbes d'étalonnage de la sonde de courant. . . . .	186
F.2	Schéma électrique de l'étalonnage de la sonde B-dot (méthode de Lenz-Faraday). . . . .	187
F.3	Schéma électrique de l'étalonnage de la sonde B-dot (méthode par inductance mutuelle). . . . .	188
F.4	Comparaison entre la tension mesurée expérimentalement $V_{exp}$ et les tensions $V_L$ et $E$ déterminées grâce aux valeurs obtenues à partir de la sonde de courant pour une fréquence de 13.56 MHz et 80 MHz. . . . .	189
G.1	Dispositif "Doubles sondes". . . . .	192
G.2	Schéma électrique du couplage par inductance mutuelle entre les deux sondes. . . . .	193
G.3	Rapport entre la tension couplée $V(k)$ et la tension sans couplage $V(k = 0)$ en fonction du coefficient de couplage $k$ , ainsi que son fit d'ordre 1. . . . .	193
G.4	Dispositif "Doubles sondes" dans la configuration dite "minimale" et dans la configuration dite "maximale". . . . .	194
G.5	Coefficient de couplage $k$ en fonction du rayon $R$ de la boucle de la sonde, la configuration dite "minimale" (a) et dans la configuration dite "maximale" (b). . . . .	195
H.1	Champ magnétique produit par une boucle parcourue par un courant. . . . .	197
H.2	Configuration Helmholtz. . . . .	198
H.3	Epaisseur de peau. . . . .	199

I.1	Profil radial de la densité électronique $n_e$ , à $p=216$ mTorr, pour différentes puissances injectées $P_{in}$ . . . . .	203
I.2	Profil radial de la densité électronique $n_e$ obtenue expérimentalement et par le modèle local, à $p=216$ mTorr, pour une puissance de $P_{in}=100$ W (a) et $P_{in}=800$ W (b). . . . .	204

# Chapitre 1

## Introduction

### 1.1 Introduction

L'année 1947, marque la naissance de la microélectronique avec l'invention du transistor, par John Bardeen et Walter Brittain des "Bells Laboratories", qui est un dispositif intégré sur un substrat semi-conducteur (en général sur du silicium). Le traitement de l'information s'effectue à partir de circuits intégrés (IC), qui sont des montages électroniques constitués d'un ensemble de dispositifs élémentaires tels que des transistors, des diodes, des capacités, des résistances, etc. Dans les années soixante, les premiers circuits intégrés étaient constitués de structures de dimension typique 25 à 40  $\mu\text{m}$ . En 1971, Intel fabriqua le premier microprocesseur comprenant 2200 transistors sur 13  $\text{mm}^2$ . Depuis les années soixante, la micro-électronique suit la loi empirique de Gordon Moore (ingénieur et co-fondateur de Intel) qui prévoit un doublement de la densité d'intégration des circuits à peu près tous les dix huit mois. Les circuits intégrés ont depuis envahit tous les domaines, de la montre au téléphone portable et de la voiture aux satellites.

Les performances technologiques sont liées en grande partie à la vitesse de traitement de l'information et cette vitesse est elle-même liée au nombre de ces dispositifs. L'utilisation des procédés plasma permet de fabriquer, par modification des propriétés d'une surface, des circuits intégrés de petite dimension très inférieure au micromètre (aujourd'hui en 2007, la dimension minimale du canal d'un transistor est d'environ 50 nm) et donc d'accroître leur nombre par unité de surface. Aujourd'hui, ces procédés sont d'une importance capitale car ils interviennent pour un tiers des étapes lors de la

fabrication des circuits intégrés.

En 1929, Irving Langmuir[7] fut le premier à définir et à caractériser un plasma. C'est un gaz ionisé qui est considéré comme le quatrième état de la matière puisqu'il fait suite sur l'échelle des températures aux trois autres états classiques de la matière que sont l'état solide, l'état liquide et l'état gazeux. Un plasma contient des espèces électriquement neutres telles que des atomes, des radicaux ainsi que des espèces électriquement chargées telles que des électrons et des ions (positifs ou négatifs). Ce sont ces dernières espèces qui confèrent aux plasmas des propriétés supplémentaires par rapport à un gaz. Nous pouvons classer les plasmas en deux grandes familles en fonction de leur température et de leur degré d'ionisation  $\alpha$  qui est défini par :

$$\alpha_o = \frac{n_i}{n_i + n_g} \quad (1.1)$$

où  $n_i$  est la densité d'espèces chargées positivement et  $n_g$  est la densité du gaz.

\* Les plasmas "chauds" sont caractérisés par un degré d'ionisation  $\alpha$  proche de l'unité. Nous les retrouvons par exemple au centre des étoiles (exemple le soleil), et de façon plus proche de nous, ils sont l'élément de base de la recherche de production d'énergie par le mécanisme de fusion, notamment dans le cadre de ITER.

\* Les plasmas "froids" sont, quant à eux, caractérisés par un degré d'ionisation extrêmement faible, de l'ordre de  $\alpha \approx 10^{-6} - 10^{-4}$ . Les électrons ont une température très élevée, de l'ordre de 30000K, tandis que les autres espèces ont une température proche de la température ambiante, à savoir 300K. Ces plasmas ne sont pas à l'équilibre thermodynamique. Les applications de ce type de plasma sont très nombreuses, notamment dans la micro-électronique (gravure de métaux, de matériaux semi-conducteurs, de diélectriques ...), dans le traitement de surface (par exemple le dépôt de couches minces de silicium microcristallin pour les cellules photovoltaïques ...) et dans la production de lumière (lampes fluorescentes, panneaux à plasma ...), puisque les électrons énergétiques peuvent exciter des atomes et des molécules qui se désexciteront par la suite en émettant des photons et donc de la lumière.

L'avantage majeur de l'utilisation d'un plasma froid est qu'il permet de maintenir le gaz à une température ambiante alors qu'une dissociation thermique, qui nécessite une température beaucoup plus élevée, ne permettrait

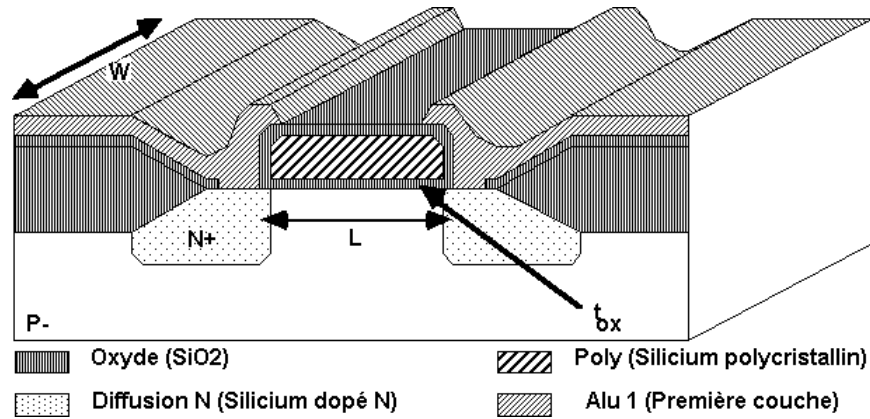


FIG. 1.1 – Transistor

pas de traiter la surface du matériau car celle-ci ne la supporterait pas.

A noter qu'il existe des plasmas intermédiaires appelés les plasmas "thermiques", à l'équilibre thermodynamique, qui sont utilisés principalement dans l'industrie métallurgique (soudure à arc, découpe, ...).

Sur la figure (1.1), nous avons une coupe transversale d'un transistor. Il est constitué d'une succession de couches de matériaux de différents types, tels que des métaux (aluminium (Al), cuivre (Cu), tungstène (W) ...), des semi-conducteurs (silicium (Si) ...), des diélectriques (dioxyde de silicium (SiO<sub>2</sub>), low-K ...). Sa fabrication nécessite tout d'abord un support en silicium (wafer) puis différentes étapes successives telles que le dépôt de couches minces, la gravure, la pulvérisation, etc. Par la suite, nous allons expliquer en quelques mots le procédé plasma qui nous intéresse le plus, à savoir la gravure de matériaux, puis les différents réacteurs plasma existants permettant de réaliser les circuits intégrés.

## 1.2 Mécanisme de gravure par plasma

Le but de la gravure est d'enlever de la matière pour créer des motifs sur des matériaux tels que du diélectrique, du silicium ou du métal. Le mécanisme de la gravure plasma est généralement considéré comme la résultante de deux composantes, d'une part la gravure chimique et d'autre part la gravure phy-

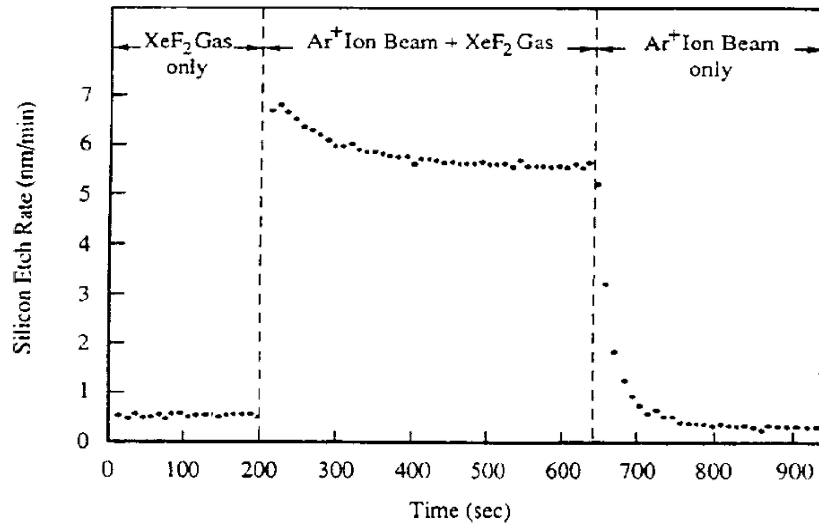


FIG. 1.2 – Taux de gravure du silicium amélioré lors de l'utilisation combiné d'un bombardement d'ions  $\text{Ar}^+$  et d'un gaz de gravure chimique de  $\text{XeF}_2$ [1].

sique. La gravure chimique est une gravure spontanée entre le substrat et les espèces neutres réactives du gaz, quant à la gravure physique, elle consiste en l'interaction du flux d'ions provenant du plasma avec le substrat. Coburn et Winters[1], montrèrent que la vitesse de gravure du silicium (Si) était multipliée par 10 lors de l'utilisation conjointe de la gravure chimique assurée par la molécule de  $\text{XeF}_2$  et le bombardement d'ions  $\text{Ar}^+$  comme nous pouvons le voir sur la figure (1.2). En outre, l'avantage de la gravure plasma est de former des produits de gravure volatils qui seront éliminés de la chambre de réaction par pompage et de pouvoir obtenir des profils rigoureusement verticaux grâce au bombardement ionique directionnel (anisotropie) de la surface (en partie grâce à la formation d'une couche de passivation sur les flancs des motifs qui prévient de toute gravure latérale sous le masque). Aujourd'hui, il est possible d'obtenir des tranches de  $0.2 \mu\text{m}$  de large et de  $4 \mu\text{m}$  de profondeur (dimensions très inférieures au diamètre d'un cheveu qui est de l'ordre de  $50 \mu\text{m}$ ).

Les procédés plasma utilisent différents gaz ou mélanges de gaz en fonction du matériau à graver. Citons par exemple la gravure du silicium (Si) ou d'un métal à partir du gaz  $\text{Cl}_2/\text{HBr}/\text{O}_2$  et la gravure du dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ )

ou d'un matériau à faible permittivité (Low-k) à partir de mélanges de gaz à base de fluorocarbones tels que par exemple  $O_2/C_4F_8/Ar$ . Voici en quelques lignes le type de réactions chimiques de la gravure du silicium à partir de  $Cl_2/HBr/O_2$ . Le plasma dissocie  $Cl_2$  en atomes de Cl qui vont interagir avec le silicium pour former des produits tels que  $SiCl_2$ ,  $SiCl_3$  et  $SiCl_4$  :



En règle générale, les matériaux tels que le silicium ou les métaux sont gravés dans un réacteur plasma radiofréquence de type inductif (ICP). Tandis que les matériaux tels que le dioxyde de silicium ou ceux à faible permittivité diélectrique (low-K), sont gravés dans un réacteur plasma de type capacitif (CCP). Ces deux types de réacteurs vont être détaillés dans le paragraphe suivant.

### 1.3 Réacteurs industriels

Les réacteurs que nous allons présenter sont tous constitués d'une enceinte à vide dans laquelle est introduit le gaz réactif. L'application d'une source excitatrice RF produit un champ électromagnétique qui permet de créer un plasma dont les ions et les radicaux sont formés par collision des électrons avec le gaz. De plus, un système de pompe permet d'évacuer les produits volatils issus de la gravure. Ce qui différencie le réacteur de type capacitif de celui de type inductif est le système d'excitation qui permet de générer le champ électromagnétique.

#### Réacteur capacitif (CCP)

Un réacteur capacitif est constitué de deux électrodes conductrices et parallèles. Le plasma est excité par l'application d'une tension de polarisation radiofréquence comme nous pouvons le voir sur la figure (1.3 a)). La fréquence typique d'excitation est de 13.56 MHz. C'est une fréquence autorisée par les autorités internationales des télécommunications, de même que toutes les harmoniques. Le substrat placé sur l'électrode de puissance sera impacté et gravé par les ions énergétiques provenant du plasma. Les procédés de gravure sont relativement stables et uniformes. Cependant, ce type de réacteur a été progressivement abandonné car il ne permettait pas d'atteindre une



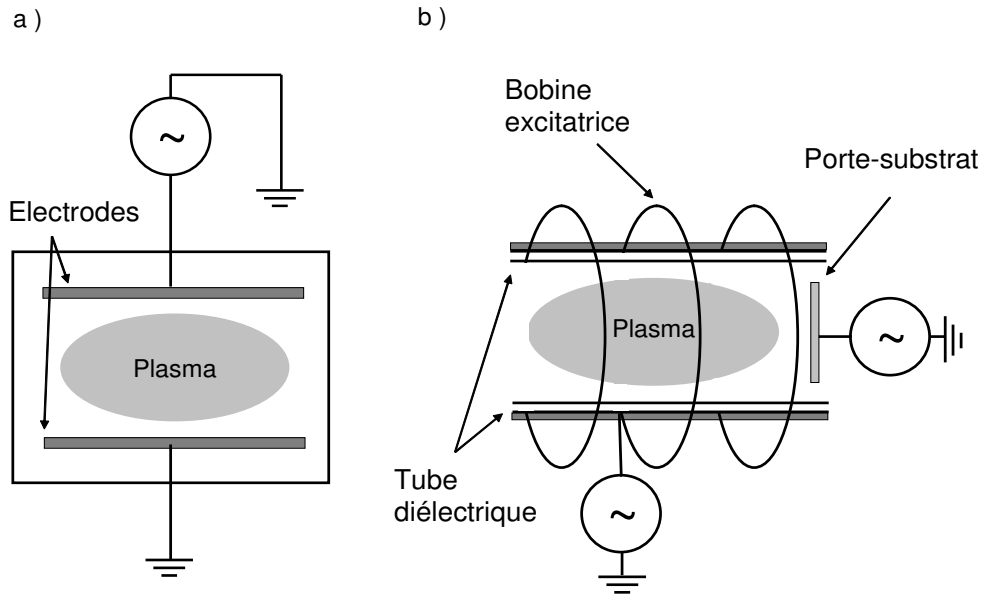


FIG. 1.3 – Réacteur capacitif (a) et réacteur inductif (b)

densité électronique  $n_e$  élevée et donc un flux ionique assez important, ce qui limitait la vitesse de gravure. L'augmentation de la puissance injectée  $P_{in}$  et l'augmentation de la fréquence  $f$  sont les deux solutions permettant d'accroître la densité électronique  $n_e$ . Cependant, il n'est pas possible de contrôler indépendamment le flux des ions et l'énergie des ions. C'est pour cette raison que les industriels se sont orientés vers le réacteur plasma de type inductif qui permet ce découplage. Nous reviendrons par la suite sur l'influence de la fréquence d'excitation dans une décharge capacitive.

### Réacteur inductif (ICP)

La configuration de ce réacteur permet de découpler le flux et l'énergie des ions puisqu'il existe deux sources distinctes d'énergie comme nous pouvons le voir sur la figure (1.3 b)). Le plasma est obtenu par l'excitation d'une onde évanescente (à l'inverse d'un réacteur Hélicon) par l'intermédiaire d'une antenne séparée du plasma par une fenêtre diélectrique. Le contrôle de l'énergie des ions s'effectue par la polarisation de l'électrode portant le substrat par une tension radiofréquence. Il permet d'atteindre de hautes densités plasma  $n_e$  de l'ordre de  $10^{10}$  à  $10^{12}$   $\text{cm}^{-3}$ . Cependant, les procédés sont sujets à des

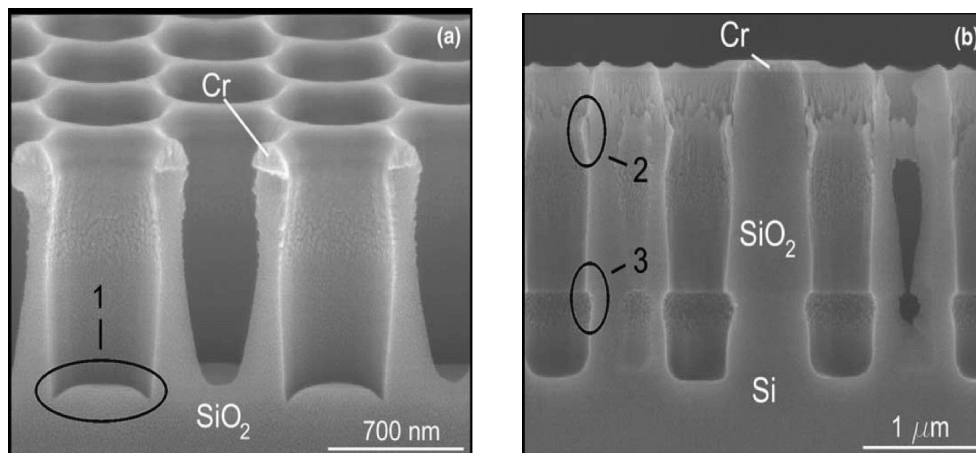


FIG. 1.4 – Dérives chimiques[2] : (1) Bowling, (2) Dépôt excessif de polymères et (3) Sous gravure.

dérives lentes de la chimie du plasma, entraînant entre autre le phénomène de bowling et un dépôt excessif de polymères sur les flancs des tranches. Ces dérives peuvent entraîner une disparité de gravure entre le centre et le bord du substrat. Ces différents phénomènes que nous voyons sur la figure (1.4) sont un problème majeur dans la conception des circuits intégrés. La solution, permettant de pallier à ces problèmes, fut de créer le réacteur capacitif excité par deux fréquences qui allie la stabilité des procédés d'un réacteur capacitif avec la possibilité d'obtenir un plasma à haute densité comme dans le réacteur inductif.

## 1.4 Etat de l'art du réacteur capacitif

Comme nous l'avons vu précédemment, un réacteur de type capacitif est constitué de deux électrodes conductrices parallèles placées dans une enceinte sous vide dans laquelle est introduit un gaz (ou un mélange de gaz) réactif, choisi en fonction du procédé plasma (gravure, dépôt de couches minces, ...) voulu.

La première électrode est alimentée par une tension radiofréquence alors que la seconde est reliée à la masse. Le champ électrique produit entre les électrodes accélère les particules chargées qui ont alors suffisamment d'énergie pour effectuer les réactions d'ionisation et de dissociation du gaz, conduisant

à la formation d'ions (positifs et négatifs) ainsi qu'à la formation de radicaux actifs. Sur l'une des électrodes sera placé le substrat à traiter et un système de pompage permettra d'éliminer les produits volatils. Toute notre étude portera sur une décharge plasma d'argon (Ar) qui est un gaz électropositif ne contenant que des ions positifs. Les états de l'argon seront présentés en annexe A.

Les paramètres typiques de contrôle d'une décharge capacitive en gaz réactifs sont principalement :

- La fréquence d'excitation : 13.56 MHz et ses harmoniques supérieures (27.12 MHz, 40.68MHz ...).
- La puissance RF injectée : 10 W à 1 kW.
- La pression : quelques millitorrs dans le cas de la gravure jusqu'au torr pour le dépôt (760 Torr=1 atm)
- La distance interélectrode : typiquement 3 centimètres (1-10 cm).
- Le flux de gaz : de 10 sccm à 1000 sccm.
- La température du substrat : jusqu'à 500°C environ.

A noter que l'utilisation d'une boîte d'accord (Match Box) placée entre le générateur et le réacteur de type capacitif permettra une adaptation d'impédance entre les deux objets et favorisera ainsi un transfert maximum d'énergie à la décharge.

### 1.4.1 Régime Electrostatique

La décharge plasma qui est obtenue par l'application d'une tension de polarisation au niveau des électrodes est constituée de deux régions différentes. Ce sont respectivement le plasma et les zones de charge d'espace positive entourant celui-ci (communément appelées gaines) comme nous pouvons le voir sur la figure (1.5). La taille de celles-ci augmente et diminue alternativement à la fréquence d'excitation.

Le plasma est constitué d'une part, d'ions positifs froids ( $T_i = 300K$ ) formant un fond immobile et d'autre part d'électrons plus mobiles (faible masse) ayant une température typiquement comprise entre  $T_e = 2$  eV et  $T_e=5$  eV (1 eV=11600 K). Aux premiers instants de la décharge, les électrons, plus légers que les ions, vont diffuser vers les parois du réacteur et les polariser négativement au potentiel  $V_{\text{paroi}}$  par rapport au potentiel plasma  $V_p$  (ce potentiel est à

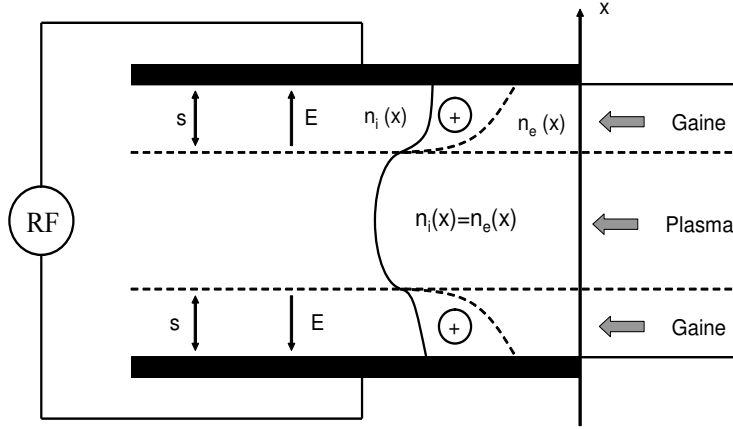


FIG. 1.5 – Décharge capacitive : profil des densités électroniques et ioniques entre les électrodes, après la formation des gaines.

peu près constant puisque le plasma est un milieu quasi-neutre soit  $n_e \approx n_i$ ). Comme nous le verrons plus tard, le plasma sera modélisé localement par un diélectrique uniforme et stationnaire ayant alors une permittivité relative complexe  $\varepsilon_p$ .

Sachant que le plasma est un conducteur, il va écranter le champ électrique créé par la polarisation des électrodes. Il en résulte que toute la chute de potentiel se fera dans les gaines de charge d'espace qui séparent le plasma des électrodes. La différence de potentiel  $V_p - V_{\text{paroi}}$  empêchera les électrons d'atteindre la paroi mais permettra d'accélérer les ions perpendiculairement aux électrodes. Ils vont donc acquérir une énergie en traversant la gaine de charge d'espace correspondant à la différence de potentiel  $V_p - V_{\text{paroi}}$ .

En général, la fréquence d'excitation est choisie de telle façon que  $\omega_{\text{pi}} < \omega_{\text{RF}} \ll \omega_{\text{pe}}$ , où  $\omega_{\text{pi}}$  est la pulsation plasma ionique définie par :

$$\omega_{\text{pi}} = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{m_i \varepsilon_0}} \quad (1.4)$$

$n_i$  et  $m_i$  sont respectivement la densité ionique et la masse de l'ion considéré.  $\omega_{\text{pe}}$  est la pulsation plasma électronique définie par analogie avec la pulsation plasma ionique par  $\omega_{\text{pe}} = \sqrt{e^2 n_e / m_e \varepsilon_0}$ . Ceci implique que les électrons du plasma répondent au champ instantané et les ions au champ moyen. De

plus, à cette fréquence d'excitation  $\omega_{RF}$  correspond une longueur d'excitation  $\lambda_0$  (dans le vide) qui est très grande devant les dimensions de la décharge. En outre, la densité électronique du plasma est généralement faible ce qui implique que l'épaisseur de peau  $\delta$  peut également être considérée comme très grande devant l'espace interélectrode. La conséquence première est que la tension RF entre les électrodes est uniforme. C'est ce que nous appellerons le régime électrostatique (E). Le modèle le plus simple a été développé par Godyak[8] dans le cas d'une gaine homogène où  $n_i = n$  et  $n_e = 0$  (le plasma étant quasi-neutre alors  $n_e = n_i = n = cte$ ). La décharge peut être décrite sous la forme d'un circuit électrique, comme nous pouvons le voir sur la figure (1.6), dont les composants sont dépendants des paramètres tels que la densité du plasma  $n$ , la surface des électrodes  $A$ , la taille du plasma  $d$ , etc.

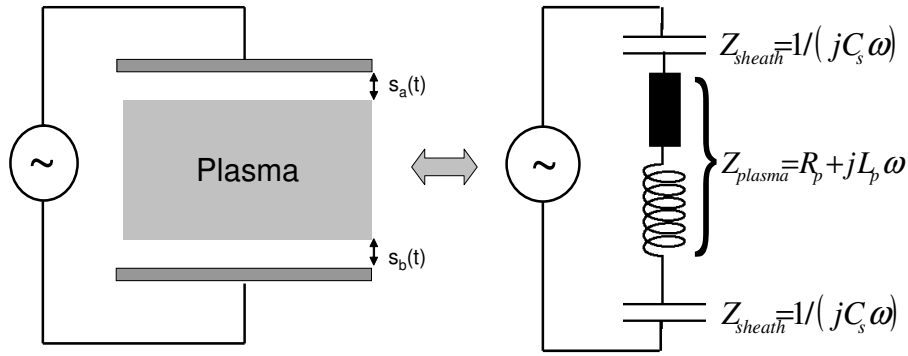


FIG. 1.6 – Circuit électrique équivalent d'une décharge plasma capacitive.

- L'efficacité des processus basés sur les décharges RF très basse pression, notamment dans le cas de la gravure de matériaux, dépend de deux paramètres qui sont respectivement l'énergie des ions  $E_i$  bombardant le substrat et le courant ionique  $J_i$  déterminant la vitesse du procédé. Ce qui est alors important dans la décharge est la densité électronique du plasma  $n_e$  puisque le courant ionique lui est proportionnel ( $J_i \propto n_e$ ) et la tension de la gaine de charge d'espace  $V_s = V_p - V_{paroi}$  puisque l'énergie des ions  $E_i \approx eV_s$ .

Nous avons vu que le défaut majeur des réacteurs de type capacitif était de ne pouvoir atteindre de hautes densités et finalement de hauts flux ioniques. Une des solutions était d'augmenter, à fréquence constante, la tension de polarisation appliquée aux électrodes, ce qui augmentait le champ

électrique dans la décharge plasma, permettant ainsi d'accroître les réactions d'ionisation et la densité électronique. Cependant, la tension de la gaine  $V_s$  augmente également et entraîne une augmentation de l'énergie des ions [9, 10, 11, 12] qui pourrait endommager le substrat à graver. L'autre solution consiste à augmenter la fréquence comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

### 1.4.2 Effet de la fréquence

#### • Effet de la fréquence sur la distribution en énergie des ions

La fréquence a un effet sur la gaine de charge d'espace et aura donc un impact sur la fonction de distribution en énergie des ions. La forme de celle-ci dépend d'un critère fondamental qui est le rapport entre  $\tau_s = 2\pi/\omega_s$  le temps de passage d'un ion à travers la gaine de charge d'espace et  $\tau = 2\pi/\omega_{\text{RF}}$  le temps d'oscillation de la gaine. Kawamura *et al.* [13] montrèrent que dans une décharge capacitive  $\tau_s \approx \tau_{\text{pi}} = 2\pi/\omega_{\text{pi}}$ . Finalement, nous distinguerons deux cas lorsque nous comparerons la pulsation d'excitation de la décharge  $\omega_{\text{RF}}$  avec la pulsation plasma ionique  $\omega_{\text{pi}}$ .

Dans le cas haute fréquence qui est le domaine de fonctionnement de la plupart des réacteurs plasma simple fréquence, nous avons  $\omega_{\text{pi}} \ll \omega_{\text{RF}} \ll \omega_{\text{pe}}$ . Dans ces conditions, un ion prend plusieurs cycles pour traverser la gaine de charge d'espace. Il en résulte, d'un point de vue dynamique, que les électrons sont affectés par le champ instantané tandis que les ions sont affectés uniquement par le champ moyen. La plupart d'entre eux gagnent une énergie correspondant à la tension moyenne de la gaine, c'est-à-dire au potentiel plasma moyen relatif à l'électrode  $\bar{V}_p$ . La conséquence est que la fonction de distribution ionique, à basse pression, est un pic centré sur le potentiel plasma moyen  $\bar{V}_p$  qui est donné par la formule suivante à basse pression [14] :

$$\bar{V}_p \approx 0.83 \frac{V_{\text{RF}}}{2} + 5 T_e \quad (1.5)$$

où  $V_{\text{RF}}$  est la tension aux bornes de la décharge et  $T_e$  est la température électronique exprimée en V.

Dans le cas basse fréquence  $\omega_{\text{RF}} < \omega_{\text{pi}} \ll \omega_{\text{pe}}$ , un ion traverse la gaine de charge d'espace pendant une petite fraction du cycle d'oscillation de celle-ci.

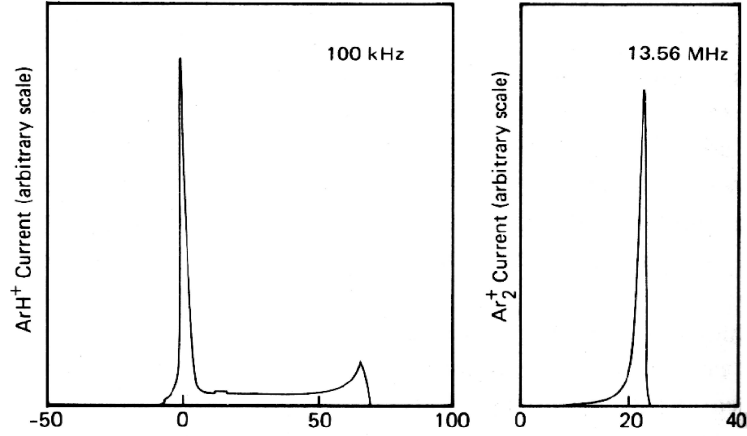


FIG. 1.7 – Fonction de distribution d'une décharge d'argon excitée à la fréquence de 100 kHz et 13.56 MHz [3].

Il en résulte que les ions arrivant à l'électrode ont différentes énergies. En effet l'ion va acquérir une énergie qui dépend du moment (phase externe de la tension) où il entre dans la gaine. La fonction de distribution en énergie des ions présentera alors un fort élargissement.

Nous avons vu précédemment que le plasma est un conducteur. Le courant circulant dans celui-ci est donc un courant de conduction. En ce qui concerne la gaine de charge d'espace, la nature du courant dépend de la fréquence d'excitation. A basse fréquence  $\omega_{RF} < \omega_{pi}$ , la gaine est dite "résistive" (le courant dominant est le courant de conduction) tandis qu'à haute fréquence  $\omega_{pi} < \omega_{RF}$  la gaine est dite "capacitive" (le courant dominant est le courant de déplacement).

Sur la figure (1.7), nous avons deux spectres d'énergie des ions dans une décharge capacitive en argon à la pression  $p=50$  mTorr. Le premier spectre est celui d'un plasma excité à la fréquence de 100 kHz tandis que le deuxième est un plasma excité à la fréquence de 13.56 MHz [3]. Nous constatons qu'à haute fréquence la fonction de distribution est un pic tandis qu'à basse fréquence, la fonction de distribution est large et elle présente deux pics aux extrema d'énergie.

Cependant dans le cas  $\omega_{pi} < \omega_{RF}$ , Coburn et Kay[4] présentèrent le spectre expérimental en énergie d'ions contaminant ( $H_3^+$ ,  $H_2O^+$  et  $Eu^+$ ) dans une

décharge capacitive plasma d'argon excitée à la fréquence de 13.56 MHz et dont la pression était de  $p=75$  mTorr comme nous pouvons le voir sur la figure (1.8). Ils observèrent que pour le plus lourd des ions  $\text{Eu}^+$ , la fonction de distribution présente un seul pic centré à la valeur moyenne de la tension de la gaine tandis que pour le plus léger  $\text{H}_3^+$  la fonction de distribution est une bimodale dont la valeur centrale est le potentiel plasma moyen  $\bar{V}_p$ . Ils montrèrent donc que la distance entre les pics d'une fonction de distribution bimodale dépend de la masse de l'ion considéré. Plus l'ion est léger plus la distance entre les pics est grande et plus l'ion est lourd, plus la fonction de distribution tend vers un seul pic. Pour expliquer ce phénomène de fonction de distribution bimodale, un modèle analytique simple a été développé par Benoit-Cattin et Bernard[15] qui considérait une gaine de charge d'espace de taille constante  $s$  et dont la tension de polarisation était du type  $V(t) = V_{dc} + V_{ac} \sin(\omega t)$ . Ils obtinrent la fonction de distribution bimodale suivante :

$$f(E) = \frac{2n_t}{\omega \Delta E_i} \left[ 1 - \frac{4}{\Delta E_i^2} (E - V_{dc})^2 \right]^2 \quad (1.6)$$

où  $n_t$  est le nombre d'ions entrant dans la gaine de charge d'espace et  $\Delta E_i$  est la modulation en énergie donnée par :

$$\Delta E_i = \left( \frac{8 e V_{ac}}{3 \omega s} \right) \left( \frac{2 e V_{dc}}{m_i} \right) \propto \frac{\omega_{pi}}{\omega} V_{dc} \quad (1.7)$$

Cette dernière grandeur, qui est la distance en énergie séparant les pics de la fonction de distribution bimodale est proportionnelle à  $1/f$ , de la tension RF appliquée  $V_{ac}$ . Elle dépend également de la masse de l'ion considéré (proportionnelle en  $1/m_i^{1/2}$ ) par l'intermédiaire de la pulsation plasma ionique  $\omega_{pi}$ . Ceci confirme bien que si l'ion est lourd, la modulation en énergie  $\Delta E_i$  est petite et la fonction de distribution en énergie des ions présente un seul pic tandis que si l'ion est plus léger, la modulation en énergie  $\Delta E_i$  est plus grande et la fonction de distribution en énergie des ions présente une forme bimodale.

Cette théorie permet à Kuypers et Hopman[5] d'attribuer, sans utiliser de spectromètre de masse, les ions correspondant aux pics dans une décharge capacitive plasma asymétrique de  $\text{CF}_4$  et d'oxygène excitée à 13.56 MHz et dont la pression était de  $p=2$  mTorr comme nous pouvons le voir sur la figure (1.9).



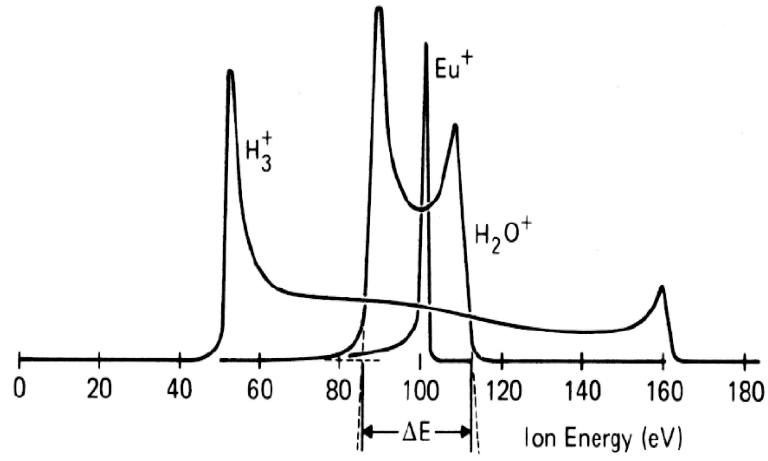


FIG. 1.8 – Fonction de distribution d'ions contaminant une décharge capacitive plasma d'argon excitée à la fréquence de 13.56 MHz et dont la pression d'argon est  $p=75$  mTorr [4].

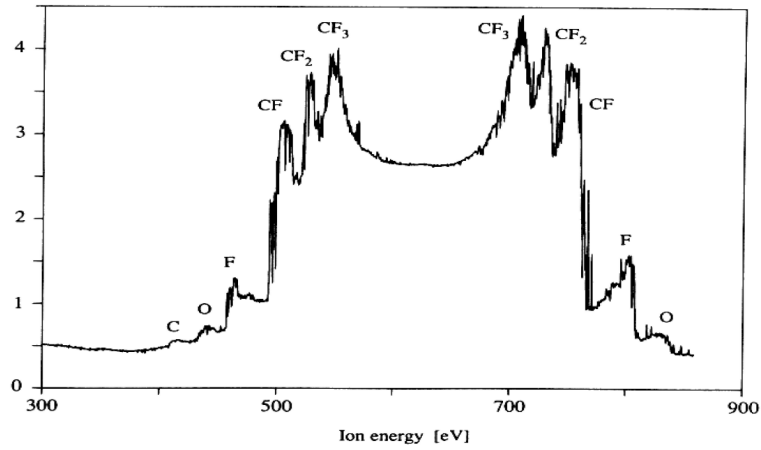


FIG. 1.9 – Fonction de distribution d'une décharge capacitive en  $\text{CF}_4$  excitée à la fréquence de 13.56 MHz [5].

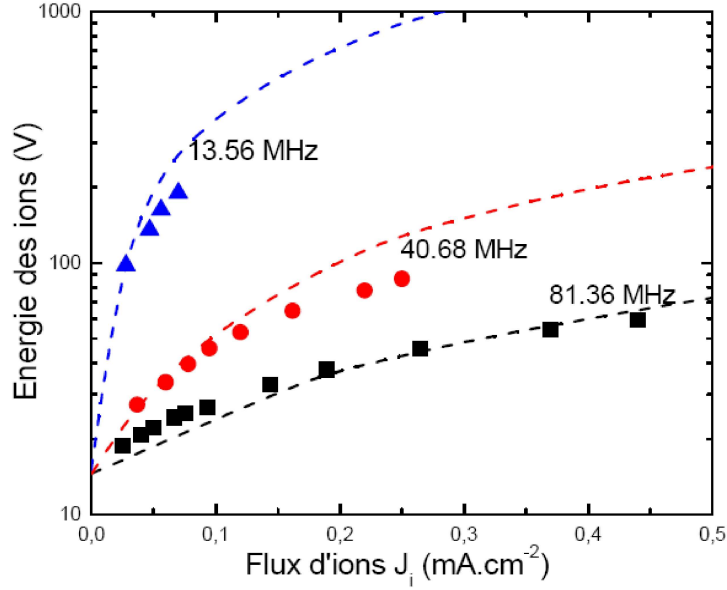


FIG. 1.10 – Energie des ions en fonction du flux d'ions, pour différentes fréquences d'excitation [6].

#### • Effet de la fréquence sur l'énergie moyenne des ions

Dans notre étude, nous nous placerons toujours dans le domaine de fréquence  $\omega_{pi} < \omega_{RF} \ll \omega_{pe}$  où la gaine de charge d'espace est considérée de type "capacitive". Le courant  $I$  traversant la gaine est lié avec la tension par la relation  $I = C\omega V$  où  $C$  est la capacité modélisant la gaine. Nous voyons que si nous augmentons la fréquence  $\omega$  à tension constante  $V$ , alors nous augmentons le courant circulant dans la décharge. Ceci implique un accroissement des réactions d'ionisation et de dissociation et par la suite à une augmentation de la densité du plasma. Cependant, Perret[6] montra que lorsque la fréquence d'excitation augmentait, l'énergie des ions diminuait. La figure (1.10) présente l'énergie des ions  $E_i$  en fonction du courant ionique  $J_i$  pour différentes fréquences. Supposons qu'un procédé de gravure requiert des ions d'énergie inférieure à 500 eV. Afin de ne pas endommager le substrat et/ou le masque, nous voyons qu'il vaut mieux utiliser une fréquence de 40.68 MHz ou de 81.36 MHz. De plus la vitesse de ce procédé sera rapide puisque le flux d'ions n'est pas limité. Par contre, si ce même procédé requiert une énergie supérieure à 100 eV, l'excitation à 13.56 MHz sera adéquate. Cependant,

la vitesse de ce procédé sera plus lente car le courant ionique est limité.

A noter qu'un modèle global de la décharge capacitive [6] montre que la densité électronique (lignes en pointillé sur la figure (1.10)) est liée à la fréquence d'excitation et à la tension d'excitation par  $n_e \propto \omega_{\text{RF}}^2 V_{\text{RF}}$ . Nous constatons donc que pour obtenir de fortes densités, il est plus intéressant d'augmenter la fréquence que la tension, même si cela entraîne une diminution de l'énergie des ions comme nous l'avons vu sur la figure (1.10).

Pour conclure, remarquons qu'il n'est pas possible de contrôler indépendamment l'énergie des ions  $E_i$  et le courant des ions  $J_i$ . Pour pouvoir obtenir cette flexibilité, il faudra exciter le réacteur de type capacitif avec deux fréquences. L'utilisation d'une basse fréquence  $\omega_{\text{bf}}$  inférieure à la fréquence plasma ionique  $\omega_{\text{pi}}$  permettra de contrôler l'énergie des ions tandis qu'une haute fréquence  $\omega_{\text{hf}}$  permettra, quant à elle, de contrôler la densité électronique  $n_e$  du plasma et donc le courant ionique  $J_i$ .

### 1.4.3 Excitation multifréquence

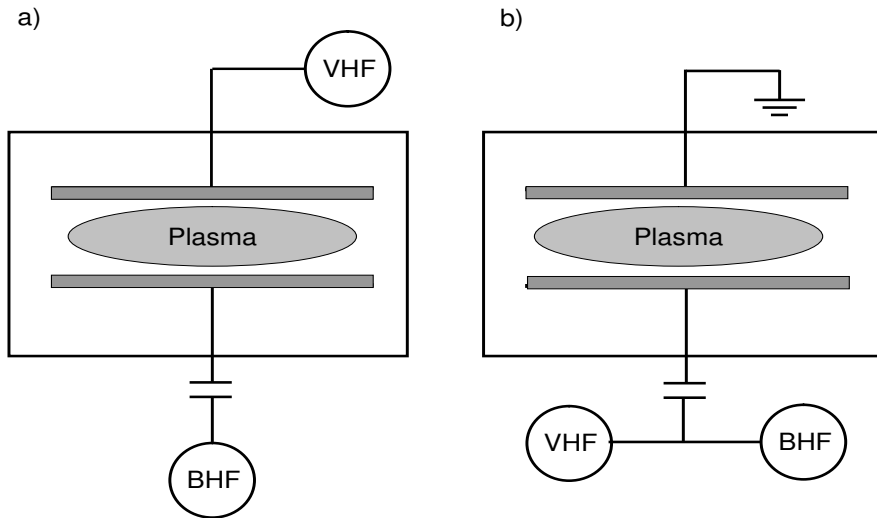


FIG. 1.11 – Deux configurations d'excitation d'une décharge capacitive double fréquence.

Depuis quelques années, le réacteur sélectionné pour la gravure de matériaux diélectriques tels que le dioxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  par un plasma fluoré

$C_xF_y$  par exemple, est un réacteur plasma capacitif excité par plusieurs sources radiofréquences. La plupart du temps il s'agit de deux sources radiofréquences distinctes. Ce type de réacteur possède la particularité d'offrir a priori un contrôle indépendant entre l'énergie des ions  $E_i$  et le courant des ions  $J_i$ , à l'inverse d'un réacteur simple fréquence. Le plasma sera excité par un signal de la forme :

$$A(t) = A_{bf} g(\omega_{bf}t) + A_{hf} g(\omega_{hf}t) \quad (1.8)$$

où  $A(t)$  peut être soit le courant  $I$ , soit la tension  $V$ .  $g$  sera une fonction trigonométrique du type  $\sin$  ou  $\cos$  et  $\omega_{bf}$ ,  $\omega_{hf}$  seront les pulsations d'excitation basse et haute fréquence. Une des conséquences de cette structure d'excitation est une complexification du mouvement des gaines de charge d'espace qui entourent le plasma dans le réacteur [16]. Il existe différentes configurations de ce type de décharge comme nous pouvons le voir sur la figure (1.11). Typiquement, la basse fréquence est comprise entre 2 MHz et 13.56 MHz et la haute fréquence est comprise entre 27.12 MHz et 160 MHz. De plus, la tension basse fréquence  $V_{bf}$  est typiquement comprise entre 500 V et 1500 V tandis que la tension haute fréquence  $V_{hf}$  est comprise entre 50 V et 500 V.

### Condition de contrôle indépendant de l'énergie et du flux des ions [17, 18, 19]

La densité électronique  $n_e$  dans une décharge capacitive est proportionnelle à la puissance absorbée par les électrons [20]. A très basse pression, le chauffage stochastique est le mécanisme de chauffage prédominant des électrons. Qu'il soit déterminé par Lieberman *et al.*[21] ou Gozadinos *et al.*[22], dont nous verrons les différences par la suite, ce chauffage reste proportionnel au produit  $\omega_{RF}^2 V_{RF}$ . Nous pouvons écrire alors que :

$$n_e \propto P_e \propto \omega_{RF}^2 V_{RF} \quad (1.9)$$

En faisant en sorte que  $\omega_{hf}^2 V_{hf} \gg \omega_{bf}^2 V_{bf}$ , la tension haute fréquence  $V_{hf}$  contrôlera la densité plasma  $n_e$  et donc le courant ionique  $J_i$ .

De plus, l'énergie des ions bombardant le substrat correspond à la tension acquise lors de la traversée de la gaine. Dans le cas d'une décharge très basse pression (très peu de collisions dans la gaine de charge d'espace) cette énergie s'écrit en première approximation :

$$E_i \approx e|V_{hf} + V_{bf}| \quad (1.10)$$

En faisant en sorte que  $V_{\text{bf}} \gg V_{\text{hf}}$ , alors la tension basse fréquence  $V_{\text{bf}}$  contrôlera l'énergie  $E_i$  des ions.

Finalement, en combinant les deux relations (1.9) et (1.10) nous obtenons la relation d'indépendance entre l'énergie des ions  $E_i$  et le courant ionique  $J_i$ .

$$\frac{\omega_{\text{hf}}^2}{\omega_{\text{bf}}^2} \gg \frac{V_{\text{bf}}}{V_{\text{hf}}} \gg 1 \quad (1.11)$$

- Cependant, des simulations et des expériences ont montré que le contrôle indépendant n'était pas réalisable dû à un couplage entre la basse fréquence et la haute fréquence. Nous allons développer dans le chapitre 2 un modèle analytique, global et autocohérent, d'une décharge capacitive double fréquence et nous montrerons que le chauffage stochastique est responsable de ce couplage. Finalement, il ne sera pas possible d'obtenir un contrôle totalement indépendant entre l'énergie des ions  $E_i$  et le courant des ions  $J_i$ .

#### 1.4.4 Régime Electromagnétique

Nous avons vu que pour obtenir de fortes densités électroniques, la tendance des fabricants de réacteurs radiofréquence était d'augmenter la fréquence d'excitation même si cela entraîne une diminution de l'énergie des ions. Au même moment, la taille des substrats augmente pour augmenter la productivité et faire baisser le coût de celle-ci. Aujourd'hui, dans le domaine de la micro-électronique, la taille des substrats (wafer de silicium) atteint 30 cm de diamètre tandis que dans l'industrie des écrans plats, les substrats de forme carrée de verre atteignent plusieurs mètres carrés. La conséquence de l'augmentation de la fréquence d'excitation et de la densité du plasma est que l'approximation électrostatique que nous avons vue au paragraphe (1.4.1) utilisée dans la modélisation d'une décharge capacitive n'est plus valable et ce, pour deux raisons. Premièrement, la longueur d'onde n'est plus infiniment grande devant la taille des électrodes ( $\lambda \approx R$ ) et deuxièmement, la profondeur de peau est plus petite ou de l'ordre de l'épaisseur du plasma ( $\delta \leq d$ ). Nous allons revenir sur ces deux phénomènes électromagnétiques que sont respectivement l'effet d'onde stationnaire (standing wave) et l'effet de peau (skin effect). Ils sont tout deux responsables de dépôt de puissances non uniformes à travers la décharge.

• En se rappelant qu'à la fréquence d'excitation 13.56 MHz correspond une longueur d'onde dans le vide de 22 m et qu'à 100 MHz elle correspond à une longueur d'onde de 5m, nous pourrions dire que nous sommes encore très loin des effets électromagnétiques, notamment de l'effet d'onde stationnaire, par rapport aux dimensions des substrats. Cependant, en présence d'un plasma, la longueur d'onde est plus courte et vaut [23] dans le cas d'une décharge capacitive basse densité :

$$\lambda = \lambda_0 \left( 1 + \frac{2d}{s_m} \right)^{-1/2} \quad (1.12)$$

où  $d$  est la taille du plasma et  $s_m$  est l'expansion maximale d'une gaine.

Prenons par exemple une distance entre les électrodes de  $2l=4$  cm et une taille de gaine maximale  $s_m$  de l'ordre du millimètre (la taille du plasma est  $2d = 2l - s_m$ ). Dans ce cas  $s_m \ll d$  et il en résulte d'après (1.12) que  $\lambda \ll \lambda_0$ . Nous en déduisons qu'à partir de la fréquence 30 MHz la longueur d'onde d'excitation  $\lambda$  devient comparable aux dimensions du réacteur. Il en résulte que dans ces conditions, le champ  $E_z$  perpendiculaire aux électrodes n'est plus uniforme radialement et il en va de même pour les procédés ce qui devient un inconvénient majeur pour les industriels. Il s'établit alors un phénomène d'onde stationnaire dans le réacteur plasma capacitif conduisant à une amplitude du champ  $E_z$  maximale au centre de la décharge et qui décroît lorsque nous allons vers le bord de la décharge. Ce phénomène est d'ailleurs d'autant plus important que la fréquence augmente comme nous pouvons le voir sur la figure (1.12).

Par exemple, le champ  $E_z$  perpendiculaire aux électrodes est donné, dans le cas d'un réacteur sous vide (plasma éteint) constitué par deux électrodes circulaires, par [24] :

$$E_z(r) = E_0 e^{j\omega t} J_0(k r) \quad (1.13)$$

où  $k = 2\pi/\lambda_0$  avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde d'excitation dans le vide et  $J_0$  la première fonction de Bessel. Notons que le champ capacitif  $E_z$  est indépendant de la distance interélectrode et qu'il s'annule à  $r = R$  quand  $2\pi R/\lambda = 2.405$ . Ce phénomène d'onde stationnaire conduit donc à un maximum de dépôt de puissance au centre de la décharge.

Nous avons vu que l'augmentation de la fréquence conduisait à une augmentation de la densité électronique  $n_e$  dans le plasma et que cela entraînait l'apparition d'un nouveau phénomène appelé l'effet de peau. Cet effet devient

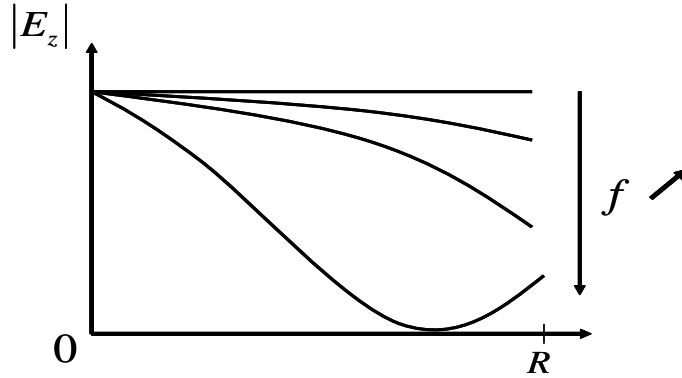


FIG. 1.12 – Effet de la fréquence sur le profil radial de la valeur absolue du champ électrique capacitif  $E_z$

significatif lorsque la profondeur de peau  $\delta$  de pénétration du champ capacitif  $E_r$  dans le plasma (rappelons que le plasma est un mauvais conducteur), devient égale ou inférieure à l'épaisseur du plasma  $d$ .

- A très haute fréquence les courants circulant à la surface des électrodes, à cause de l'effet de peau, vont induire dans le plasma un courant radial qui pour des raisons de symétrie est nul au centre et maximum aux bords de la décharge. Une nouvelle composante du champ électrique parallèle aux électrodes apparaît. Nous l'appellerons le champ électrique induit  $E_r$ . Ce phénomène d'effet de peau qui conduit donc à un maximum de dépôt de puissance aux bords de la décharge est d'autant plus important que la densité augmente comme nous pouvons le voir sur la figure (1.13). Dorénavant, la longueur d'onde dans le cas général d'une décharge capacitive est égale à [23] :

$$\lambda = \lambda_0 \left( 1 + \frac{\Delta}{s_m} \right)^{-1/2} \quad (1.14)$$

avec  $\Delta = \min(d, \delta)$ ,  $2d$  étant la taille du plasma,  $\delta$  la profondeur de peau et  $s_m$  la taille maximale d'une gaine de charge d'espace.

- A noter qu'il existe également des effets de bord de type électrostatique et électromagnétique conduisant à des dépôts de puissance non uniformes. Les premiers sont liés à la proximité de l'électrode RF avec les surfaces à la masse (parois du réacteur ou contre-électrode) qui conduisent dans ces en-

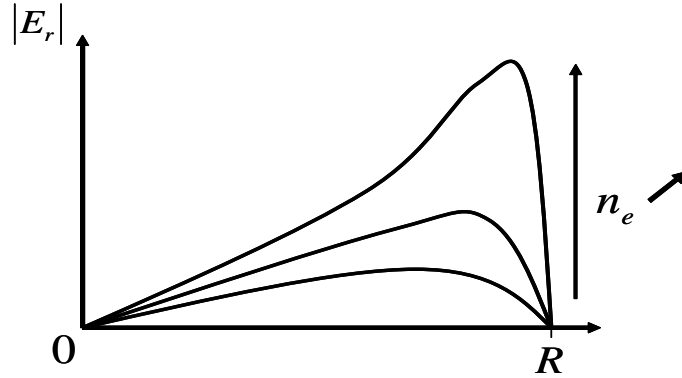


FIG. 1.13 – Effet de la densité électronique sur le profil radial de la valeur absolue du champ électrique inductif  $E_r$

droits à un dépôt maximum de puissance et les deuxièmes sont, quant à eux, liés au changement brutal de permittivité diélectrique entre le plasma et la barrière de diélectrique servant à le confiner. Ceux-ci sont à l'origine de la présence d'ondes évanescentes qui produisent un champ électrique maximal aux bords de la décharge et donc un dépôt de puissance maximal aux bords de la décharge.

Nous pouvons dorénavant voir la décharge comme un milieu où se propage une onde créée et excitée dans l'espace délimité par la contre-électrode et l'électrode RF (figure (1.14)). Cette onde se propageant dans le système est une onde TM puisque nous avons vu qu'il existait en plus du champ capacitif  $E_z$  (mode E) un champ inductif  $E_r$  (mode H) lié au phénomène d'effet de peau. A noter que le plasma oscille à la fréquence d'excitation entre les électrodes et que nous ignorerons cet effet par la suite.

- En résumé, la décharge capacitive est dans un régime appelé le régime électromagnétique (haute fréquence et haute densité) où deux effets électromagnétiques que sont l'effet d'onde stationnaire et l'effet de peau cohabitent. La conséquence de ces deux effets est un dépôt de puissance non uniforme. Nous allons développer dans le chapitre 3 un modèle analytique autocohérent de ce type de décharge capacitive et montrer qu'il existe des transitions entre le mode E et le mode H, globales à basse pression et locales à haute pression.



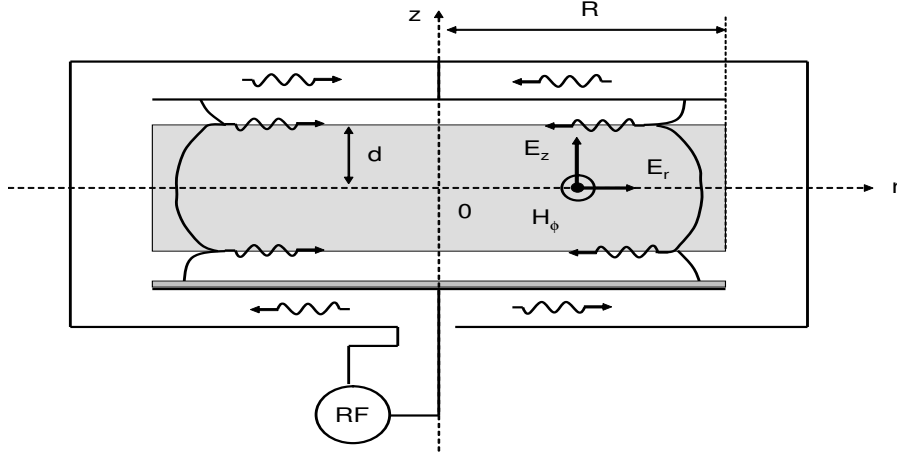


FIG. 1.14 – Décharge capacitive dans le régime électromagnétique

## 1.5 Plan de la thèse

Dans le chapitre 2, nous allons développer un modèle global autocohérent d'une décharge capacitive excitée par deux fréquences. Nous nous intéresserons plus particulièrement à la possibilité du découplage énergie-flux des ions et à la modélisation des gaines de charge d'espace. Puis, dans le chapitre 3 nous étudierons les effets électromagnétiques apparaissant à haute fréquence et à haute densité qui sont l'effet d'onde stationnaire et l'effet de peau. Ces effets conduisent à des dépôts de puissance non uniformes. Pour étudier ce nouveau régime de la décharge appelé régime électromagnétique nous développerons un modèle basé sur les lignes de transmission, autocohérent, à partir des équations de Maxwell. Dans le chapitre 4 nous montrerons les résultats obtenus à partir de divers diagnostics (analyseur d'énergie, sondes de flux ionique, sonde de courant et de tension RF et sonde B-dot) dans un réacteur capacitif fonctionnant à  $f=81.36$  MHz (régime électromagnétique) conçu au laboratoire LPTP. Dans le chapitre 5, un bilan nous permettra de récapituler et de comparer l'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux (notamment ceux venant du chapitre 3 et 4) et nous finirons par énoncer quelles sont les pistes à suivre pour approfondir ce travail de thèse.

## Chapitre 2

# Modèle global autocohérent d'une décharge capacitive plasma double fréquence (DFC).

Dans l'introduction nous avons évoqué l'importance du réacteur capacitif excité par deux sources radiofréquence. Il est supposé offrir un contrôle quasi indépendant entre l'énergie des ions  $E_i$  et le courant des ions  $J_i$  lorsque la relation (1.11) est satisfaite. Cependant, des simulations numériques [25, 26, 27, 28, 29], effectuées dans une décharge capacitive double fréquence, aux configurations multiples, ont montré que si les deux fréquences d'excitation étaient très éloignées l'une de l'autre il pouvait être possible d'obtenir un contrôle quasi indépendant entre l'énergie des ions  $E_i$  et le courant des ions  $J_i$ . Ce n'était plus le cas lorsque les fréquences d'excitation étaient proches. La composante basse fréquence avait un effet sur les paramètres de la décharge tels que la densité du plasma  $n_e$ , la taille de la gaine  $s$ , le potentiel plasma  $V_p$ , etc. Cet effet était imputé au couplage non linéaire de la basse fréquence et de la haute fréquence par l'intermédiaire du plasma. De plus, des expériences effectuées dans une décharge capacitive plasma d'argon ( $p=100$  mTorr) excitée à 13.56 MHz et 60 MHz [30] ont montré qu'il existait bel et bien un couplage entre la basse fréquence et la haute fréquence, influençant respectivement et mutuellement le courant  $J_i$  et l'énergie des ions  $E_i$ . Nous retrouvons aussi ce genre de résultats et d'analyse pour un mélange de gaz électronégatif  $Ar/O_2$  [31]. Pour tenter d'expliquer les résultats obtenus à partir des simulations numériques, des modèles analytiques non autocohérents d'une décharge capacitive double fréquence, considérant une charge d'espace

constante dans les gaines (modèle homogène [18]), ont été développés [32]. Ils ont montré que le plasma était le support du couplage basse-haute fréquence dont la conséquence était l'influence de la composante basse fréquence sur les paramètres de la décharge (de même que dans les simulations numériques).

- Dans ce chapitre, nous développerons un modèle analytique global autocohérent d'une décharge capacitive double fréquence qui prend en compte les gradients de densité dans la gaine de charge d'espace (modèle inhomogène [21]). Nous montrerons que le couplage basse-haute fréquence a lieu dans la gaine de charge d'espace par l'intermédiaire du chauffage stochastique et non dans le plasma. Pour obtenir un modèle autocohérent, nous devons résoudre trois relations qui sont un bilan de particules, un bilan de puissance électronique ainsi qu'une loi de Child relative à la gaine de charge d'espace. Avant de présenter ces trois relations, nous reviendrons sur le modèle de la gaine de charge d'espace qui nous permet de déterminer la tension de celle-ci et de connaître quelle sera l'énergie acquise par les ions. Puis, après une discussion sur le modèle de chauffage électronique nous expliquerons la manière dont nous avons résolu les trois relations du modèle. Pour finir, nous montrerons des résultats et tirerons les conclusions.

## 2.1 Modèle d'une décharge capacitive double fréquence

Nous supposons que le contrôle de la décharge capacitive plasma s'effectue en utilisant une source de courant. Nous supposons de plus que la densité de courant  $J(t)$  traversant la gaine de charge d'espace, dans le cas d'une excitation double fréquence, s'écrit :

$$J(t) = -J_{\text{bf}} \sin(\omega_{\text{bf}} t) - J_{\text{hf}} \sin(\omega_{\text{hf}} t) \quad (2.1)$$

où bf et hf sont les labels désignant respectivement la basse fréquence et la haute fréquence. Nous imposerons que  $\omega_{\text{hf}}$  soit une pulsation harmonique de la pulsation principale  $\omega_{\text{bf}}$ .

Nous pouvons réécrire cette densité de courant sous la forme :

$$J(t) = -J_{\text{bf}} [\sin(\omega_{\text{bf}} t) + \beta \sin(\alpha \omega_{\text{bf}} t)] \quad (2.2)$$

où nous introduisons le coefficient  $\alpha = \omega_{\text{hf}}/\omega_{\text{bf}}$  et le coefficient  $\beta = J_{\text{hf}}/J_{\text{bf}}$ .

- La décharge est constituée de deux régions distinctes : un plasma entouré de deux gaines de charge d'espace (nous considérons ici les deux gaines de charge d'espace comme une seule région). Le plasma est un milieu que nous considérons quasi neutre ( $n_e = n_i$ ) et de taille  $2d = 2l - 2s$ , où  $2l$  est la distance entre les électrodes et  $s$  la taille d'une gaine de charge d'espace. Quant à la gaine de charge d'espace, sa modélisation dépend de deux paramètres qui sont la pression et la fréquence d'excitation du réacteur. Tout d'abord, suivant la pression dans l'enceinte du réacteur, une gaine de charge d'espace peut être modélisée sans collision ( $p < 50$  mTorr)[21] et avec collisions ( $p > 50$  mTorr)[33]. De plus, la gaine de charge d'espace est un milieu dit "résistif" [13, 34] à basse fréquence ( $\omega_{RF} < \omega_{pi} \ll \omega_{pe}$ ) car le courant de conduction domine le courant de déplacement et un milieu dit "capacitif" [13, 34] à haute fréquence ( $\omega_{pi} < \omega_{RF} \ll \omega_{pe}$ ) car le courant de déplacement domine le courant de conduction.

Le principal procédé plasma que nous cherchons à modéliser est la gravure de matériaux qui s'effectue en général à très basse pression ( $p < 50$  mTorr). De plus, voulant étudier le comportement des décharges capacitatives à haute fréquence, nous faisons le choix d'une basse fréquence toujours égale à 13.56 MHz. Il en résulte en terme de modélisation que la gaine de charge d'espace sera considérée sans collision et de type capacitive.

### 2.1.1 Modèle global autocohérent d'une décharge capacitive double fréquence

Notre modèle global autocohérent comporte trois variables qui sont la température électronique  $T_e$ , la densité électronique  $n_e$  et la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$ . Ces trois variables sont dépendantes de six paramètres expérimentaux qui sont la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ , la pression  $p$  dans l'enceinte du réacteur, la distance entre les électrodes  $2l$ , la pulsation basse fréquence  $\omega_{bf}$  ainsi que les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ . La connaissance de ces variables, qui seront obtenues par la résolution de trois équations couplées que nous allons présenter par la suite, nous permettra de déduire les principales grandeurs qui nous intéressent, à savoir l'énergie des ions  $E_i$  et le courant ionique  $J_i$ .

- La température électronique  $T_e$  est déterminée en effectuant un bilan de particules [20]. A l'état stationnaire, les électrons créés en volume dans le plasma par ionisation sont contrebalancés par leur perte aux surfaces des électrodes (à noter que nous ne considérons pas les pertes surfaciques radiales aux extrémités du réacteur). Ceci conduit à l'équation suivante :

$$K_{iz} n_e n_g A 2d = 2 n_e h_l u_B A \quad (2.3)$$

où  $2d$  est la taille du plasma entre les électrodes,  $A$  est la surface des électrodes,  $K_{iz}$  est le coefficient d'ionisation donné en annexe A et  $u_B$  est la vitesse de Bohm des ions définie par  $u_B = \sqrt{e T_e / m_i}$  avec  $m_i$  la masse de l'ion considéré. De plus, le rapport entre la densité électronique au centre du plasma  $n_e$  et entre la densité électronique au bord de la gaine de charge d'espace  $n_{es}$  est donné par  $h_l$  défini par :

$$h_l = \frac{n_e}{n_{es}} = 0.86 \left( 3 + \frac{d}{\lambda_i} \right)^{-0.5} \quad (2.4)$$

où  $\lambda_i$  est le libre parcours moyen des ions.

D'après cette relation, il semble à première vue que la densité électronique  $n_e$  et la surface des électrodes  $A$  n'interviennent pas dans le calcul de la température électronique. Cependant, nous ne devons pas oublier que la taille du plasma  $2d = 2l - s_m$  dépend de la densité électronique  $n_e$  par l'intermédiaire de  $s_m$  comme nous le verrons par la suite (loi de Child).

- La densité électronique  $n_e$  est déterminée en effectuant un bilan d'énergie électronique. La puissance moyenne absorbée par les électrons, de façon ohmique (avec collisions) et stochastique (sans collision), est contrebalancée par la puissance moyenne perdue lors de la création d'une paire électron-ion dans le plasma. Ce bilan énergétique s'écrit :

$$\overline{S}_{ohm} + \overline{S}_{stoc} = \overline{S}_{loss} \quad (2.5)$$

où

$$\overline{S}_{loss} = e n_e h_l u_B \varepsilon_T \quad (2.6)$$

avec  $\varepsilon_T$  l'énergie nécessaire pour la création d'une paire électron-ion.

- Le modèle analytique d'une gaine de charge d'espace développée par Lieberman [21], repris puis ajusté dans le cas d'une décharge capacitive double

fréquence par Robiche [16], nous permet d'en déduire la loi de Child liant la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$  aux paramètres du modèle tels que la densité électronique  $n_e$ , la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ , etc. Cette relation s'écrit :

$$\frac{s_m}{s_0} = \frac{5\pi H}{12} \left\{ 1 + \frac{24}{5\pi H} + \frac{\beta}{\alpha} \left[ \frac{24}{5\pi H} + \frac{9}{5} \right] \right\} \quad (2.7)$$

où  $s_0$  est une amplitude d'oscillation définie par :

$$s_0 = \frac{J_{bf}}{e\omega_{bf}n_e h_l} \quad (2.8)$$

et  $H$  est un paramètre sans dimension défini par :

$$H = \frac{1}{\pi} \left( \frac{s_0}{\lambda_D} \right)^2 = \frac{J_{bf}^2}{en_e h_l \pi \varepsilon_0 \omega_{bf}^2 T_e} \quad (2.9)$$

Le modèle consiste à résoudre les équations (2.3), (2.5) et (2.7). Nous rappellerons avant de les résoudre, dans le paragraphe suivant, les bases du modèle d'une gaine de charge d'espace dans le cas d'une décharge capacitive double fréquence. Ceci nous permettra finalement d'en déduire la loi de Child (2.7). Ensuite nous rappellerons les différents modèles de chauffage stochastique existants, notamment celui de M.A. Lieberman et de M.M. Turner. Nous finirons en expliquant les raisons du choix d'un des modèles présentés.

### 2.1.2 Modèle d'une gaine capacitive de charge d'espace

Les ions vont traverser la gaine ionique de charge d'espace en  $x=0$  et vont accélérer à travers celle-ci et atteindre l'électrode en l'impactant avec une énergie de l'ordre de 50 V à 500 V. Sachant que le flux ionique  $n_i u_i$  est conservé, alors la vitesse des ions  $u_i$  augmente lorsque la densité  $n_i$  décroît. Les équations de conservation de particule et d'énergie sont respectivement :

$$\begin{cases} n_i u_i = n_0 u_B \\ \frac{1}{2} m_i u_i^2 = \frac{1}{2} m_i u_B^2 - e \bar{\Phi} \end{cases} \quad (2.10)$$

où  $n_0$  est la densité du plasma en  $x=0$  (origine de la gaine de charge d'espace ionique) et  $\bar{\Phi}$  est le potentiel moyen dans la gaine de charge d'espace.

## Hypothèse fondamentale

• Sachant que la gaine de charge d'espace est modélisée de façon capacitive, ceci implique que le courant de déplacement est prédominant par rapport au courant de conduction. Il en résulte que le champ électrique varie comme le rapport  $J/\omega$ , ce qui entraîne que :

$$E_{\text{bf}} \propto \frac{J_{\text{bf}}}{\omega_{\text{bf}}} \gg E_{\text{hf}} \propto \frac{J_{\text{hf}}}{\omega_{\text{hf}}} \Leftrightarrow \frac{\beta}{\alpha} \ll 1 \quad (2.11)$$

Cette relation n'est valable que dans le cas où nous considérons que l'écart de valeur entre  $J_{\text{hf}}$  et  $J_{\text{bf}}$  est plus faible que l'écart entre  $\omega_{\text{hf}}$  et  $\omega_{\text{bf}}$ .

• En utilisant l'hypothèse précédente (2.11), les deux équations différentielles fondamentales régissant la dynamique de la gaine capacitive sont (voir annexe B) :

$$\begin{cases} \frac{d\bar{\Phi}}{dx} = -\frac{J_{\text{bf}}}{\varepsilon_0 \pi \omega_{\text{bf}}} (\sin \phi - \phi \cos \phi) \\ \frac{d\phi}{dx} = \frac{(1 - 2\bar{\Phi}/T_e)^{-1/2}}{s_0 (\sin \phi + \beta \sin(\alpha\phi))} \end{cases} \quad (2.12)$$

où nous avons introduit la phase  $\phi = \omega_{\text{bf}} t$  et  $s_0$  une amplitude d'oscillation effective.

## Potentiel de la gaine de charge d'espace

• En divisant la première équation par la deuxième équation du système (2.12) nous obtenons dans le cas d'une décharge double fréquence la relation suivante :

$$\frac{d\bar{\Phi}}{d\phi} = -\frac{J_{\text{bf}}}{\varepsilon_0 \pi \omega_{\text{bf}}} (\sin \phi - \phi \cos \phi) \times (1 - 2\bar{\Phi}/T_e)^{1/2} \times s_0 (\sin \phi + \beta \sin(\alpha\phi)) \quad (2.13)$$

En intégrant la relation (2.13) avec la condition limite  $\bar{\Phi} = 0$  en ( $x = 0$ ), Robiche *et al.*[16] obtinrent sous forme intégrale le potentiel moyen  $\bar{\Phi}$  en fonction de la phase ( $\phi = \omega_{\text{bf}} t$ ) :

$$\left(1 - \frac{2\bar{\Phi}}{T_e}\right)^{1/2} = 1 - H \times \int_0^\phi (\phi' \cos \phi' - \sin \phi') (\sin \phi' + \beta \sin(\alpha\phi')) d\phi' \quad (2.14)$$

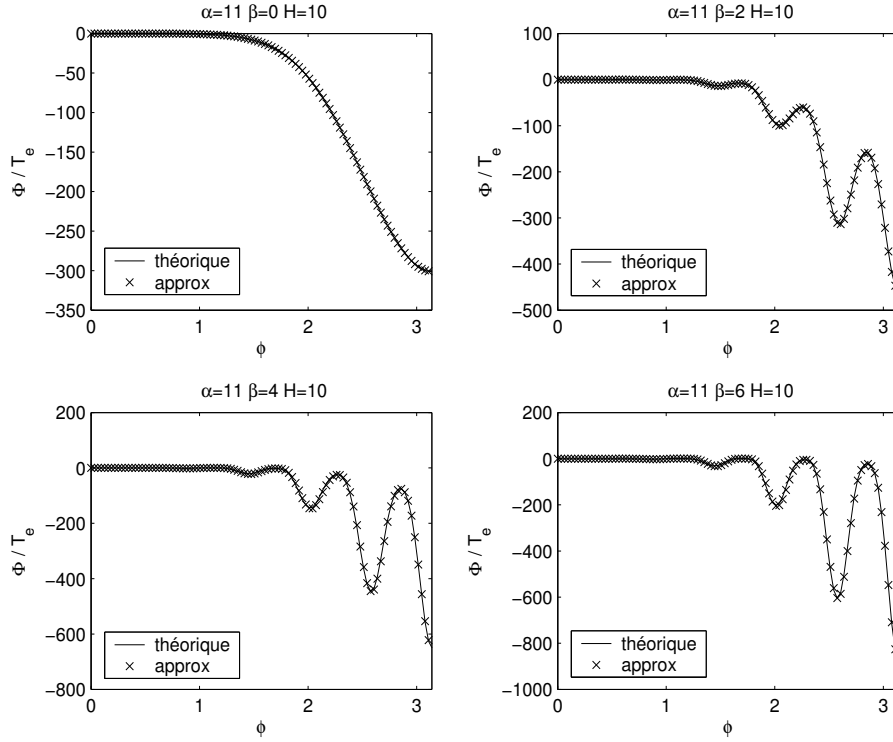


FIG. 2.1 – Potentiel moyen  $\bar{\Phi}$  en fonction de la phase  $\phi$  ( $\alpha$  impair).

- En utilisant le fait que  $\beta/\alpha \ll 1$ , nous obtenons de façon explicite au premier ordre le potentiel moyen :

$$\left(1 - \frac{2\bar{\Phi}}{T_e}\right)^{1/2} = 1 - H \left\{ \frac{3}{8} \sin(2\phi) - \frac{\phi}{4} \cos(2\phi) - \frac{\phi}{2} - \frac{\beta}{\alpha} \cos(\alpha\phi) (\phi \cos \phi - \sin \phi) \right\} \quad (2.15)$$

Sur la figure (2.1) et (2.2) nous avons tracé le potentiel de la gaine de charge d'espace pour différentes valeurs du coefficient  $\alpha$  et  $\beta$ . Nous observons des oscillations "haute fréquence" qui impliquent une complexification du mouvement de la gaine. Nous constatons d'ailleurs que quelque soient les



valeurs de  $\alpha$  et de  $\beta$ , le potentiel (2.15) développé à l'ordre  $\beta/\alpha$  est une bonne approximation du potentiel théorique. Cependant, le potentiel est maximum en  $\phi = \pi$  lorsque la valeur de  $\alpha$  est impaire et il est maximum plutôt vers  $\phi = 0.9 \pi$  pour  $\alpha$  pair.

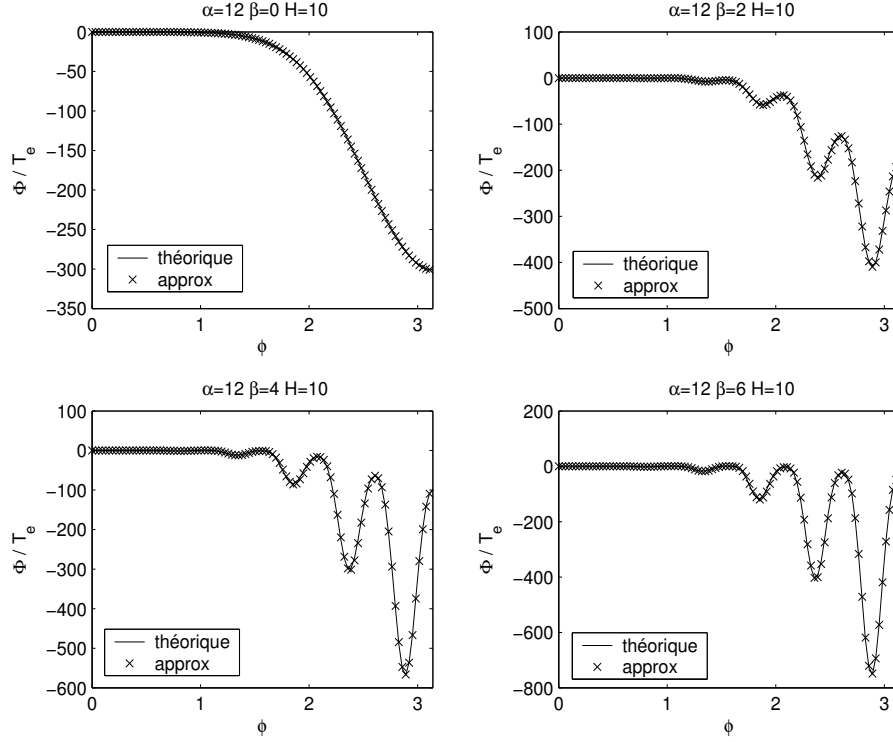


FIG. 2.2 – Potentiel moyen  $\bar{\Phi}$  en fonction de la phase  $\phi$  ( $\alpha$  pair).

### Position de la gaine de charge d'espace

Pour obtenir la position de la gaine en fonction du temps, nous utiliserons la définition du potentiel moyen (2.15) et l'insérerons dans la deuxième relation du système (2.12). Ceci nous permet d'obtenir :

$$\frac{dx}{d\phi} = s_0 (\sin \phi + \beta \sin (\alpha \phi)) \left[ 1 - H \times \int_0^\phi (\phi'' \cos \phi'' - \sin \phi'') (\sin \phi'' + \beta \sin (\alpha \phi'')) d\phi'' \right] \quad (2.16)$$

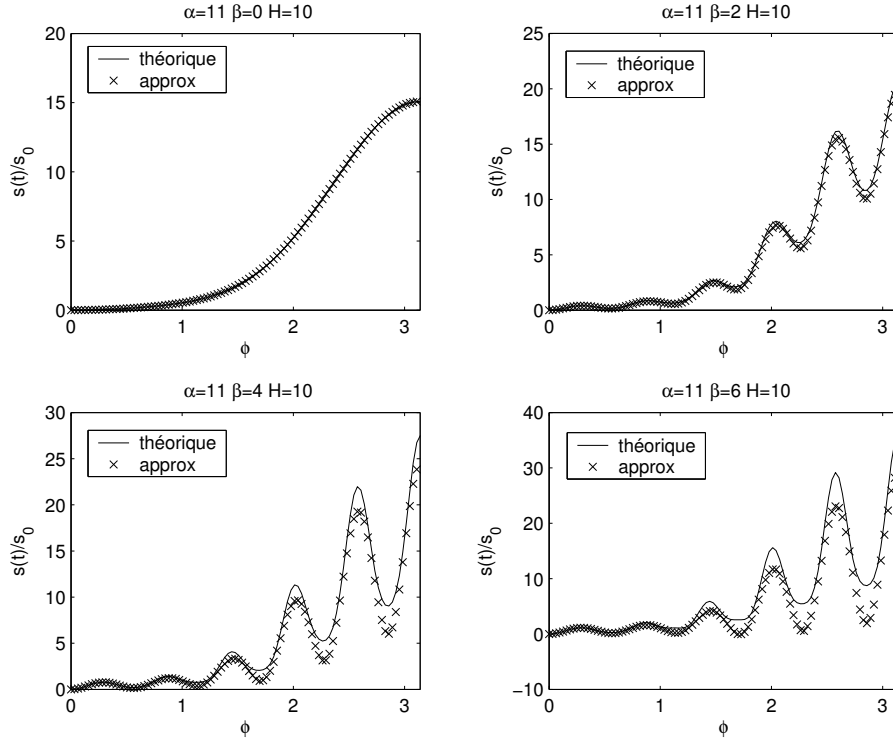


FIG. 2.3 – Position de la gaine de charge d'espace en fonction de la phase  $\phi$  ( $\alpha$  impair).

Comme précédemment, en intégrant cette relation et en utilisant le fait que  $x=0$  lorsque  $\phi = 0$  nous obtenons :

$$\frac{x}{s_0} = \int_0^\phi (\sin \phi' + \beta \sin(\alpha \phi')) \left[ 1 - H \times \int_0^{\phi'} (\phi'' \cos \phi'' - \sin \phi'') (\sin \phi'' + \beta \sin(\alpha \phi'')) d\phi'' \right] d\phi' \quad (2.17)$$

- En utilisant toujours le fait que  $\beta/\alpha \ll 1$ , nous obtenons de façon explicite au premier ordre en  $\beta/\alpha$  la position de la gaine de charge d'espace

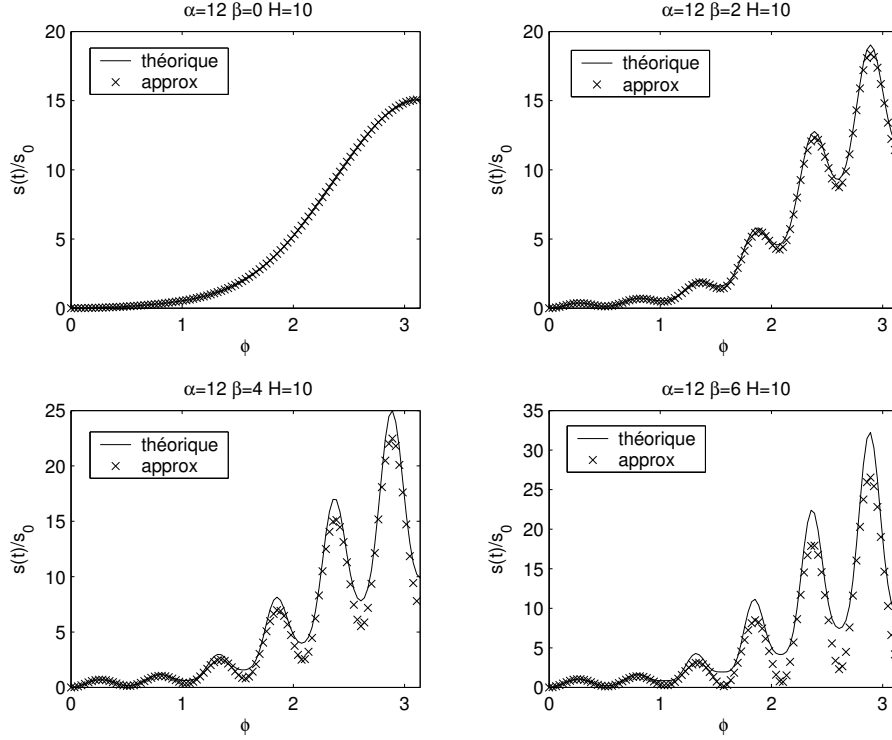


FIG. 2.4 – Position de la gaine de charge d'espace en fonction de la phase  $\phi$  ( $\alpha$  pair).

$x$  en fonction de la phase, soit :

$$\begin{aligned} \frac{x}{s_0} = 1 - \cos \phi - H \left[ -\frac{3}{16} \sin \phi + \frac{3}{8} \phi \cos \phi + \frac{\phi}{24} \cos(3\phi) - \frac{11}{144} \sin(3\phi) \right] \\ - \frac{\beta}{\alpha} \left\{ -1 + \cos(\alpha\phi) \left[ 1 - H \left( \frac{3}{8} \sin(2\phi) - \frac{\phi}{4} \cos(2\phi) - \frac{\phi}{2} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Sur la figure (2.3) et (2.4) nous avons tracé la position de la gaine de charge d'espace  $x$  pour différentes valeurs des coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ . Nous observons des oscillations "haute fréquence". De plus, nous constatons que la position de la gaine de charge d'espace n'est plus très bien reproduite par l'approximation développée au premier ordre en  $\beta/\alpha$  et ce, dès que  $\beta/\alpha > 0.1$ .

### Loi de Child

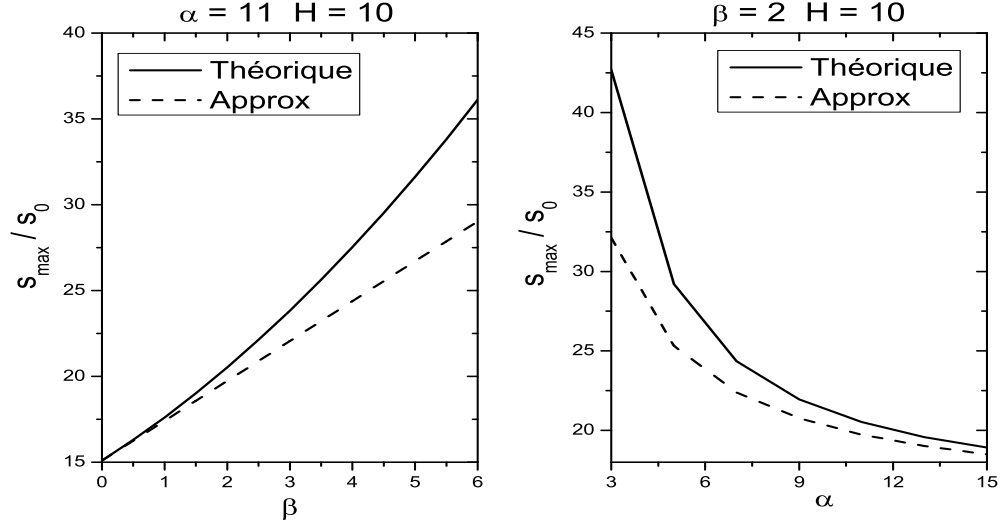


FIG. 2.5 – Etude de  $s_m/s_0$  en fonction de  $\alpha$  et  $\beta$ .

Dans le cas où  $\alpha$  est impair, nous avons vu qu'en  $\phi = \pi$  le potentiel de la gaine  $\bar{\Phi}$  et la taille de la gaine de charge d'espace  $x$  étaient maximales. Dorénavant, nous travaillerons avec  $\alpha$  impair. Finalement la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m = s(\phi = \pi)$  est obtenue à partir de la relation (2.18) :

$$\frac{s_m}{s_0} = \frac{5\pi H}{12} \left\{ 1 + \frac{24}{5\pi H} + \frac{\beta}{\alpha} \left[ \frac{24}{5\pi H} + \frac{9}{5} \right] \right\} \quad (2.19)$$

Cette relation est la loi de Child relative à une gaine de charge d'espace double fréquence.

De façon identique et dans ces conditions, nous pouvons déterminer le maximum du potentiel moyen  $\bar{\Phi}_m$  acquis par un ion lors de sa traversée de la gaine :

$$-\frac{\bar{\Phi}_m}{T_e} = \frac{1}{2} \left\{ \left[ 1 + \pi H \left( \frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha} \right) \right]^2 - 1 \right\} \quad (2.20)$$

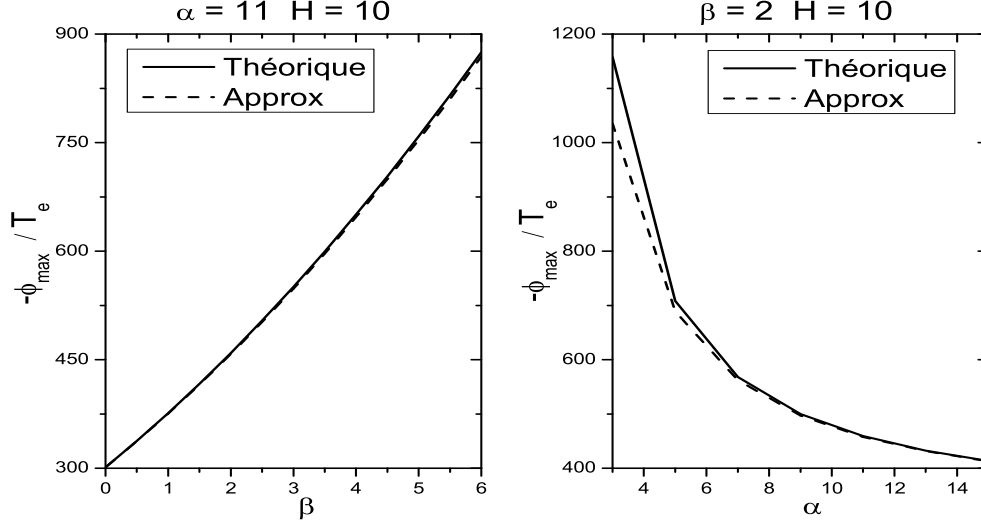


FIG. 2.6 – Etude de  $-\bar{\Phi}_m/T_e$  en fonction de  $\alpha$  et  $\beta$

Remarque : nous retrouvons le potentiel moyen maximum obtenu par Franklin [35] mais pas la même taille maximale de la gaine  $s_m$  car il a oublié un terme dans son développement. Nous avons tracé respectivement le potentiel maximum  $\bar{\Phi}_m$  ainsi que la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$  sur la figure (2.5) et la figure (2.6) en fonction des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ . De la même façon que précédemment, nous constatons que le potentiel maximum  $\bar{\Phi}_m$  développé à l'ordre 1 en  $\beta/\alpha$  est une bonne approximation contrairement à la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$ .

### 2.1.3 Modèle de chauffage

Dans une décharge capacitive, les électrons acquièrent leur énergie par différents mécanismes de chauffage. Dans le plasma, le chauffage ohmique est le chauffage prédominant tandis que dans la gaine de charge d'espace, le chauffage est un mélange de chauffage ohmique et stochastique (sans collisions). A noter qu'à très basse pression, une décharge capacitive est essentiellement entretenue par le chauffage stochastique.

- Afin d'expliquer ce phénomène physique, Godyak [36] fut le premier

à introduire l'idée de l'interaction d'un électron venant du plasma avec le potentiel de la gaine (barrière). Un modèle cinétique basé sur l'interaction élastique entre les électrons venant du plasma et la gaine de charge d'espace oscillante a été développée par Lieberman [21] dans le cas d'une décharge capacitive non uniforme. Sur la figure (2.7) nous voyons deux instants de la dynamique de l'électron, avant et après sa collision avec la gaine de charge d'espace. L'électron provenant du plasma avec une vitesse  $u = u_0$  rencontre la gaine de charge d'espace possédant une vitesse  $v_{sh}$ . Il repartira dans le plasma avec une vitesse  $u = u_0 + 2 |v_{sh}|$ . Bien entendu, les électrons vont gagner une énergie moyennée dans le temps qui s'écrit :

$$\overline{S}_{stoc(L)} = \frac{3}{32} \pi H m_e n_e h_l \bar{v}_e u_b^2 \quad (2.21)$$

où  $u_b = J/en_e h_l$  est l'amplitude de la vitesse d'oscillation des électrons dans le plasma. Cependant, un des inconvénients majeurs de cette théorie est qu'elle n'assure pas la continuité du courant à la frontière de la gaine de charge d'espace[18].

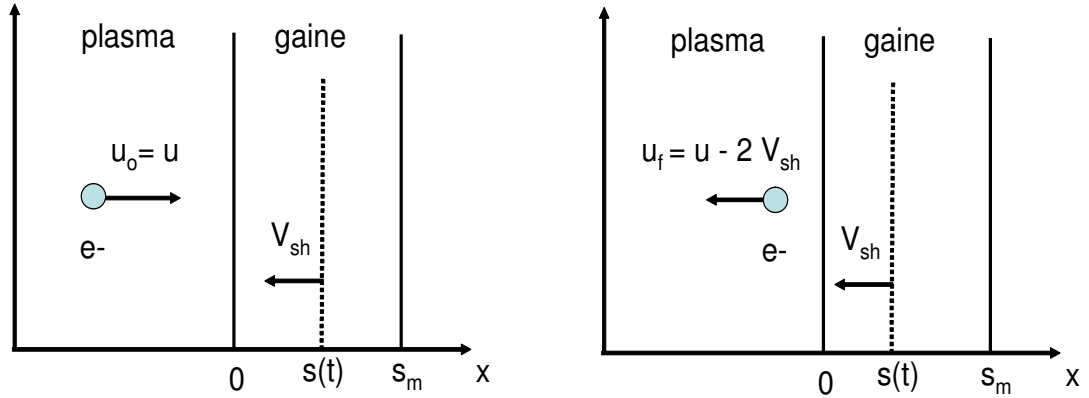


FIG. 2.7 – Modèle "Hard-wall"

- La théorie de Lieberman n'est pas la seule, Turner [37] a en effet montré qu'il existait un autre mécanisme associé à des effets de "pression" durant l'expansion et la contraction de la gaine de charge d'espace. Ce phénomène dépend de l'existence d'un gradient de densité et ne requiert pas obligatoirement la présence d'une gaine de charge d'espace. En terme de trajectoire de

particule, ce mécanisme peut être compris comme le chauffage d'un électron, par le champ électrique qui varie, lors de son passage dans la gaine de charge d'espace.

Gozadinos *et al.* [22] développèrent un modèle à partir des équations fluides qui prend en compte la continuité du courant en tout point de la gaine. En utilisant les moments de l'équation de Vlasov, ils montrèrent que la région comprise entre la gaine ionique et la gaine électronique est décrite par l'équation de Vlasov-Poisson et que finalement, le fluide électronique était décrit par la relation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} nT \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{3}{2} nuT + Q \right) - u \frac{\partial}{\partial x} (nT) = 0 \quad (2.22)$$

où  $n$  est la densité électronique,  $T$  la température électronique (en joules),  $u$  la vitesse dirigée et  $Q$  le flux de chaleur. Dans le cas d'une décharge capacitive non uniforme à très basse pression, ils obtinrent pour l'énergie stochastique moyenne acquise par les électrons :

$$\overline{S}_{stoc(G)} \approx Q_b \delta \frac{35H}{60 + H} \quad (2.23)$$

où  $Q_b = \frac{1}{4} n_0 \bar{v}_e T_e$  est le flux de chaleur électronique avec  $\bar{v}_e = \sqrt{8 T_e / \pi m_e}$  le flux moyen électronique et le paramètre  $\delta = J / en_0 \bar{v}_e$ .

Les résultats de ce modèle ont été vérifiés et se trouvent être conformes avec ceux obtenus à partir d'un code de simulation PIC (Particle In Cell) où les ions étaient considérés immobiles. Ce modèle de chauffage conduit à une diminution énergétique d'environ 40% par rapport au chauffage décrit par Lieberman *et al.* [38].

A noter que les effets cinétiques affectant la fonction de distribution maxwellienne des électrons ont été discutés par Kaganovitch [39]. Il détermina le champ électrique nécessaire pour obtenir la conservation du courant. Il montra que ce champ redistribuait l'énergie entre les électrons "rapides" et "lents" et que cela ne modifiait guère le chauffage stochastique total et que ce dernier pouvait être calculé à partir du modèle "hard wall" (modèle de

Lieberman) et s'écrivait :

$$\overline{S}_{stoc(K)} \approx \overline{S}_{stoc(L)} \left[ \frac{H}{H + 1.1} \right] \quad (2.24)$$

Dans ce qui suit nous nous intéresserons uniquement au modèle fluide du chauffage stochastique développée par Gozadinos *et al.*[22].

• Dans le cas d'une décharge plasma double fréquence, Turner et Chabert[40] reprirent et améliorèrent le modèle développé par Gozadinos *et al.*[22]. Ceci leur permit d'obtenir, pour le chauffage stochastique moyen acquis par les électrons dans une gaine de charge d'espace double fréquence, le résultat suivant :

$$\overline{S}_{Stoc(TC)} = 2Q_b (\delta_{bf}^2 + 1.1\delta_{hf}^2) I_2(H_{bf}) \quad (2.25)$$

avec  $\delta_{(bf,hf)} = \frac{J_{(bf,hf)}}{en_0\overline{v}_e}$  et  $I_2(H_{bf}) \approx \frac{36H_{bf}}{H_{bf} + 55}$

Nous voyons apparaître sur la relation (2.25) des termes "croisés" ( $\delta_{hf} \times I_2(H_{bf})$ ) entre la composante basse fréquence et la composante haute fréquence. Le chauffage stochastique permet de coupler la basse fréquence et la haute fréquence. Si nous comparons le chauffage obtenu dans le cas d'une décharge capacitive double fréquence avec celui obtenu à partir de la somme du chauffage pour chaque fréquence, nous obtenons [40] :

$$r = \frac{\langle \overline{S}_{stoc(TC)} \rangle}{\langle \overline{S}_{bf} \rangle + \langle \overline{S}_{hf} \rangle} \approx \frac{1 + 1.1\beta^2}{1 + \beta^4/\alpha^2} \quad (2.26)$$

Sur la figure (2.8) nous traçons le rapport  $r$  en fonction de la valeur du paramètre  $\beta$  pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$ . Nous constatons que ce rapport est toujours supérieur à 1 et qu'il existe un maximum pour  $\beta \approx \alpha^{1/2}$ . Cette figure nous montre que le couplage basse-haute fréquence est un couplage efficace (synergie) puisqu'il entraîne une amélioration du chauffage des électrons. Cette théorie synergétique peut expliquer les résultats observés expérimentalement [30, 31].

A noter qu'il est possible également de déterminer analytiquement le chauffage ohmique dans la gaine de charge d'espace [41] :

$$\overline{S}_{Ohm(TC)} = \frac{64}{\pi^2} Q_b \delta_{bf}^3 \left( \frac{\nu_e}{\omega} \right) I_4(\alpha, \beta, H_{bf}) \quad (2.27)$$



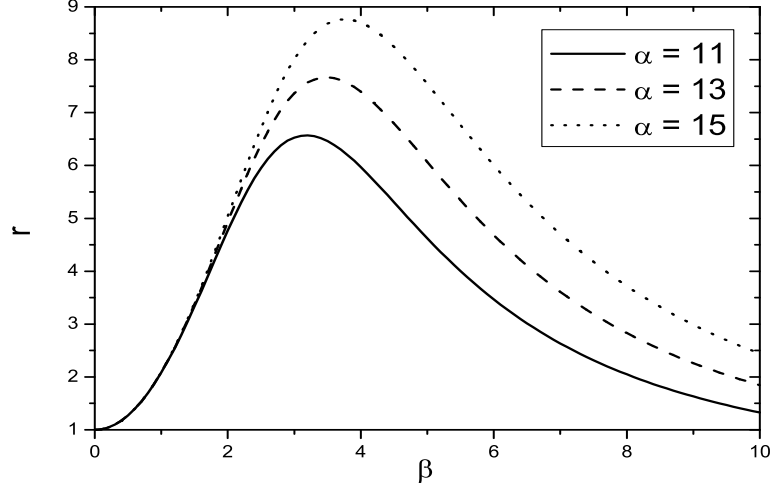


FIG. 2.8 – Evolution du rapport  $r$  du chauffage obtenu dans le cas d'une décharge capacitive double fréquence avec celui obtenu à partir de la somme du chauffage pour une basse fréquence et une haute fréquence, en fonction du paramètre  $\beta$  pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$ .

avec  $\nu_e$  le coefficient de collision électronique et

$$I_4(\alpha, \beta, H_{\text{bf}}) \approx \frac{1}{2} (1 + \beta^2) \pi + \left( \frac{512}{675} + \frac{32}{27} \beta^2 \right) H_{\text{bf}} + \left( \frac{14912}{165375} + \frac{668}{3375} \beta^2 \right) H_{\text{bf}}^2 \pi \quad (2.28)$$

Enfin, notons qu'il existe un mécanisme de chauffage résonnant électronique non linéaire développé par Mussenbrock et Brinkmann[42] qui améliore le chauffage ohmique par l'excitation propre de la résonance série plasma/gaine.

## 2.2 Résolution et résultats

### 2.2.1 Rappel du système à résoudre

Nous avons obtenu dans les paragraphes précédents les relations manquantes nécessaires à la description du modèle global d'une décharge double fréquence telles que la loi de Child relative à la gaine de charge d'espace et le chauffage absorbé par les électrons. Nous récapitulons ici les différentes relations intervenant dans le modèle permettant de calculer les variables  $T_e, n_e$  et  $s_m$ .

- Bilan de particules  $\Rightarrow T_e$

$$K_{iz} n_g d = h_l u_B \quad (2.29)$$

- Bilan énergétique des électrons  $\Rightarrow n_e$

$$\bar{S}_{ohm} + \bar{S}_{stoc} = \bar{S}_{loss} \quad (2.30)$$

où

$$\bar{S}_{loss} = e n_e h_l u_B \varepsilon_T \quad (2.31)$$

Nous choisissons par ailleurs de réécrire le chauffage moyen stochastique et ohmique de façon à faire apparaître les variables qui seront utilisées pour calculer le modèle autocohérent, c'est-à-dire  $H$  et  $n_e$ .

$$\bar{S}_{stoc} = C_1 \left( \frac{36H^2}{55 + H} \right) (1 + 1.1\beta^2) \quad (2.32)$$

avec

$$C_1 = \frac{1}{2\sqrt{8}} (\pi T_e)^{3/2} \left( \frac{m}{q} \right)^{1/2} \varepsilon_0 \omega^2 \quad (2.33)$$

et

$$\bar{S}_{ohm} = C_2 \frac{H^{3/2}}{n_e^{1/2}} I_4(\alpha, \beta, H) \quad (2.34)$$

avec

$$C_2 = 2 m_e \omega^2 \nu_e \left( \frac{\pi}{h_l} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e \varepsilon_0}{e} \right)^{3/2} \quad (2.35)$$

- Loi de Child

$$\frac{s_m}{s_0} = \frac{5\pi H}{12} \left\{ 1 + \frac{24}{5\pi H} + \frac{\beta}{\alpha} \left[ \frac{24}{5\pi H} + \frac{9}{5} \right] \right\} \quad (2.36)$$

N'oublions pas que  $s_0$  est une grandeur dépendant de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  et de la densité électronique  $n_e$ .

### 2.2.2 Résolution

Nous avons vu précédemment les trois équations (2.29), (2.30) et (2.36) qui permettent de déterminer les trois variables de notre modèle global autocoherent qui sont la température électronique  $T_e$ , la densité électronique  $n_e$  et la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$ . Ces équations dépendent de six paramètres expérimentaux que sont la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ , la pression dans l'enceinte du réacteur  $p$ , la distance entre les électrodes  $2l$ , la pulsation basse fréquence  $\omega_{bf}$  et les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ . Il apparaît logiquement dans la résolution du système que la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  est la variable de contrôle de notre modèle. Cependant, nous procéderons différemment pour une question pratique. Nous imposons que  $H$  devienne la nouvelle variable du modèle. Pourtant, d'après la relation (2.9) elle dépend de la variable densité électronique  $n_e$ , de la température électronique  $T_e$  et du paramètre densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ . Nous ne pourrions pas finalement utiliser cette dernière comme paramètre de contrôle et c'est la raison pour laquelle nous décidons que le nouveau paramètre est  $s_m$ . La procédure de résolution est la suivante : nous commençons par choisir un ensemble de valeur (vecteur) de  $s_m$  puis nous déterminons, indépendamment des autres relations constitutives du modèle, la température électronique  $T_e$  à partir du bilan de particules (2.29). Ensuite nous cherchons à faire apparaître la variable  $H$  dans le bilan énergétique des électrons. Pour cela, nous commençons par exprimer d'après la relation (2.9),  $J_{bf}$  en fonction de  $H$  et  $n_e$  :

$$J_{bf} = \sqrt{H e n_e h_l \pi \varepsilon_0 \omega_{bf}^2 T_e} \quad (2.37)$$

Ensuite, en utilisant la loi de Child (2.36) et la relation (2.37), nous faisons apparaître que la densité électronique  $n_e$  est une fonction de  $H$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $s_m$  :

$$n_e = \left[ \frac{5\pi H}{12} \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5} \right) + 2 \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \right) \right]^2 \left( \frac{\pi \varepsilon_0 T_e}{e h_l} \right) \frac{H}{s_m^2} \quad (2.38)$$

En introduisant la relation (2.38) dans le bilan énergétique des électrons (2.30) nous obtenons une équation d'ordre 4 en  $H$  :

$$A H^4 + B H^3 + C H^2 + D H + E = 0 \quad (2.39)$$

où  $A, B, C, D$  et  $E$  sont dépendants de  $\alpha, \beta, T_e$  et  $s_m$  (voir annexe C). Nous résoudrons cette équation numériquement avec Matlab. La connaissance de  $H$  nous permettra finalement d'en déduire la densité électronique  $n_e$  puis  $J_{bf}$ .

### 2.2.3 Résultats

Nous considérons une décharge capacitive dont la distance entre les électrodes sera fixée à  $2l = 5$  cm. Le gaz précurseur est de l'argon et la pression dans l'enceinte du réacteur est fixée à  $p = 5$  mTorr. Il nous reste à connaître le domaine de valeur des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ . Pour cela, nous nous appuyerons sur les données typiques expérimentales d'une décharge capacitive double fréquence. Etant donné que notre modèle de gaine de charge d'espace est un modèle capacitif, nous fixerons la basse fréquence à 13.56 MHz. De plus, la fréquence maximale expérimentale d'excitation la plus utilisée est  $f = 180$  MHz[43]. Nous en déduisons alors que la valeur maximale entière du paramètre  $\alpha$  est 13. En utilisant la condition (2.11) qui nous a permis de développer analytiquement la gaine de charge d'espace, nous en déduisons que  $\beta \leq 13$ . Remarquons qu'il est également possible de se placer dans des conditions où le chauffage stochastique couple de façon maximale la basse et la haute fréquence, soit  $\beta \approx \sqrt{13}$  (voir relation (2.26)). Les deux paramètres importants d'un point de vue industriel sont respectivement le courant ionique  $J_i$  et l'énergie ionique  $E_i$ . Ils sont respectivement définis par :

$$J_i = e n_e h_l u_B \quad (2.40)$$

et

$$E_i = -e \bar{\Phi}_m \quad (2.41)$$

Afin d'étudier le comportement de la décharge, nous présenterons les résultats relatifs aux variations du paramètre  $\alpha$  et  $\beta$ .

#### Influence du paramètre $\alpha = \omega_{hf}/\omega_{bf}$

Dans notre première étude, nous fixons la valeur de la basse fréquence à 13.56 MHz puis nous faisons varier la haute fréquence  $\omega_{hf}$  par l'intermédiaire

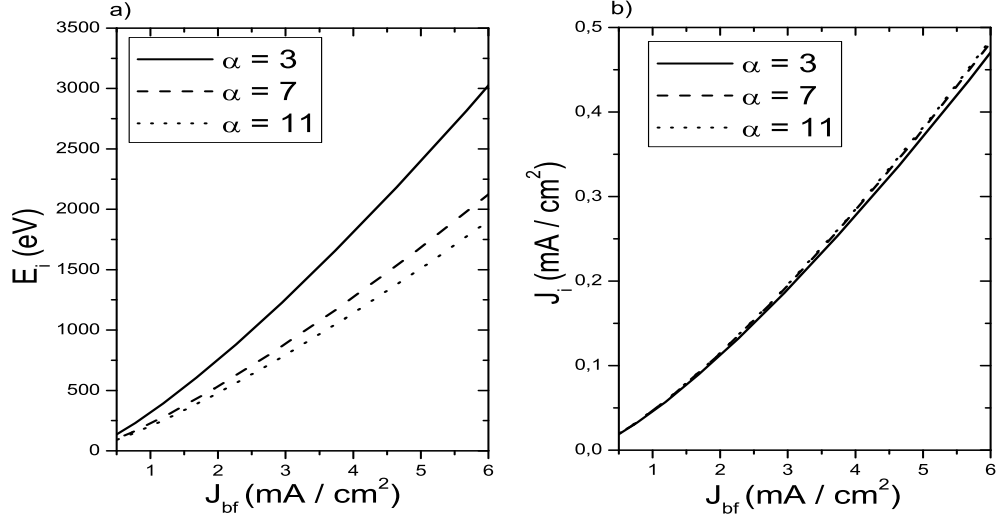


FIG. 2.9 – Evolution de l'énergie ionique  $E_i$  (a) et du courant ionique  $J_i$  (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ , pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$  et dans le cas où  $\beta=1$ .

du paramètre  $\alpha$ . Nous considérons également que  $\beta$  est constant et vaut 1. Ceci implique que la condition  $\beta/\alpha \ll 1$  sera toujours satisfaite.

Sur la figure (2.9 a)) nous constatons que l'énergie ionique  $E_i$  augmente avec la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  mais diminue avec la valeur du paramètre  $\alpha$ . Quant au courant ionique  $J_i$ , sur la figure (2.9 b)), il augmente avec la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  mais ne change pas lorsque la valeur du paramètre  $\alpha$  change. Cela implique que si nous nous plaçons à densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  constante, il est possible de faire varier, par l'intermédiaire du paramètre  $\alpha$ , l'énergie ionique  $E_i$  tout en conservant un courant ionique  $J_i$  constant. Il existe donc une possibilité de changer de façon couplée, par l'intermédiaire du chauffage stochastique, l'énergie des ions  $E_i$  tout en conservant un courant ionique  $J_i$  constant. C'est ce que nous appelons un contrôle quasi indépendant entre l'énergie des ions  $E_i$  et le courant ionique  $J_i$ . La température électronique  $T_e$  et la taille maximale de la gaine  $s_m$  sont représentées respectivement sur les figures (2.10 a)) et (2.10 b)).

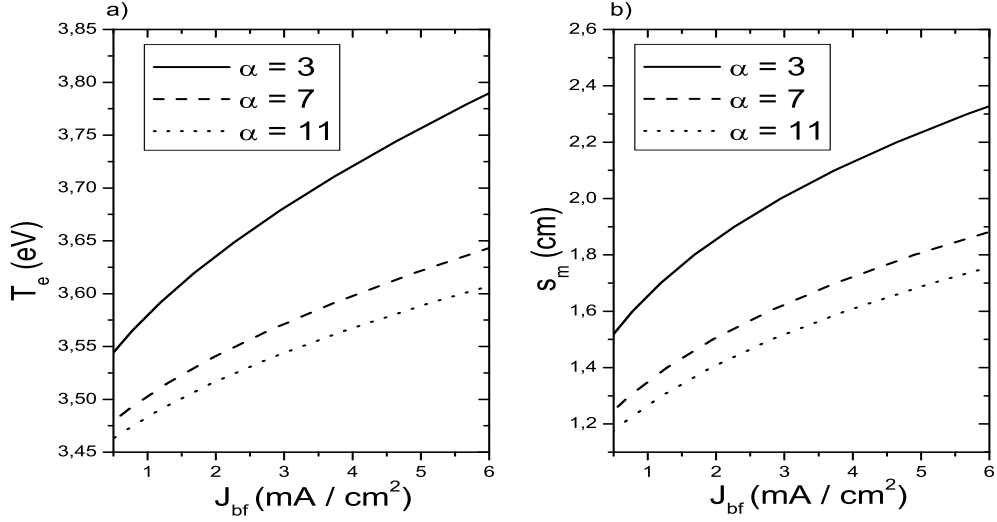


FIG. 2.10 – Evolution de la température électronique  $T_e$  (a) et de la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$  (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ , pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$  et dans le cas où  $\beta=1$ .

### Influence du paramètre $\beta = J_{hf}/J_{bf}$

Nous avons tracé sur la figure (2.11 a)) l'évolution de l'énergie ionique  $E_i$  et l'évolution du courant ionique  $J_i$  sur la figure (2.11 b)) en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ . Nous avons une courbe de référence décrivant une décharge capacitive simple fréquence ( $\beta = 0$ ) de pulsation  $\omega_{bf} = 2\pi \times 13.56$  MHz ainsi que deux autres courbes décrivant une décharge capacitive double fréquence dont le couple de pulsation est ( $\omega_{bf} = 2\pi \times 13.56$  MHz,  $\omega_{hf} = 2\pi \times 149.6$  MHz, soit  $\alpha=11$ ) et chacune de paramètre respectif  $\beta=2$  et  $\beta=4$ .

Nous constatons que pour une valeur constante de la densité de courant  $J_{bf}$ , le courant ionique  $J_i$  augmente avec  $\beta$ , c'est-à-dire avec l'amplitude de la densité de courant haute fréquence  $J_{hf}$ . Cela confirme l'hypothèse que l'ajout d'une composante haute fréquence permet de générer de plus fortes densités électroniques. Cependant, nous constatons également que celui-ci augmente

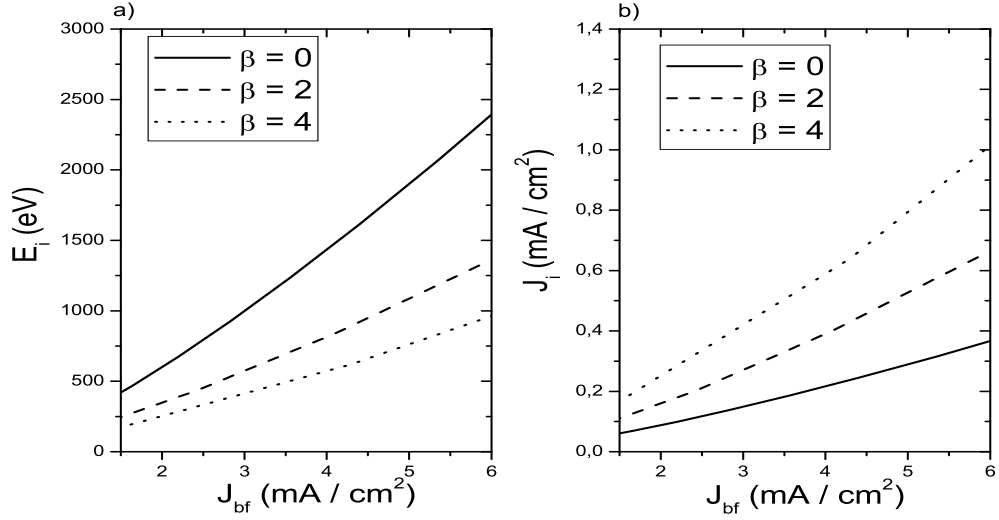


FIG. 2.11 – Evolution de l'énergie ionique  $E_i$  (a) et du courant ionique  $J_i$  (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  pour différentes valeurs du paramètre  $\beta=0, 2, 4$ . Pour  $\beta=0$ , il s'agit d'une courbe de référence à la fréquence  $f=13.56$  MHz et lorsque  $\beta \neq 0$  il s'agit d'une excitation à deux fréquences  $f= 13.56 - 149.16$  MHz, soit  $\alpha=11$ .

significativement avec la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  et d'autant plus lorsque le couplage basse-haute fréquence, par l'intermédiaire du chauffage (comme mentionné plus haut) est important, c'est à dire pour de fortes valeurs de  $\beta$ . De plus, l'énergie ionique  $E_i$  augmente avec l'amplitude de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  mais diminue lorsque la densité de courant haute fréquence  $J_{hf}$  augmente par l'intermédiaire du paramètre  $\beta$ .

Nous avons tracé sur la figure (2.12 b)) la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$  dans les mêmes conditions que précédemment. Nous constatons de la même façon que la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  a une influence non négligeable sur ce paramètre. Pour une valeur constante de la densité de courant  $J_{bf}$ , la valeur de  $s_m$  diminue lorsque  $\beta$  augmente. En utilisant la loi de Child (2.36), la relation (2.8) et la relation (2.9), nous montrons en première approximation  $\beta/\alpha \ll 1$  que  $s_m \propto J_{bf}^3/n_e^2$ . Or nous avons vu sur la figure (2.11) que pour une densité de courant basse fréquence

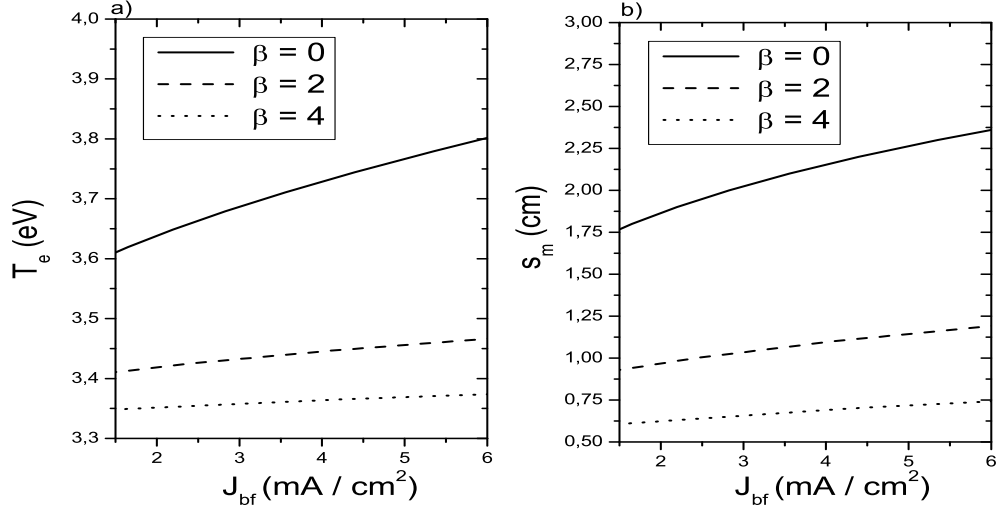


FIG. 2.12 – Evolution de la température électronique  $T_e$  (a) et de la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$  (b) en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  pour différentes valeurs du paramètre  $\beta=0, 2, 4$ . Pour  $\beta=0$ , il s'agit d'une courbe de référence à la fréquence  $f=13.56$  MHz et lorsque  $\beta \neq 0$  il s'agit d'une excitation à deux fréquences  $f=13.56 - 149.16$  MHz, soit  $\alpha=11$ .

$J_{bf}$  fixée nous avons une augmentation de la densité électronique  $n_e$  lorsque  $\beta$  augmentait. Ceci nous permet donc d'expliquer que  $s_m$  diminue à densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  fixé lorsque  $\beta$  augmente. Nous constatons de plus que cette diminution de la taille maximale de la gaine  $s_m$  entraîne une baisse de la température électronique  $T_e$  comme nous pouvons le voir sur la figure (2.12 a)) car le volume du plasma augmente.

#### *Diagramme Flux / Energie*

Sur la figure (2.13) nous avons tracé l'énergie des ions  $E_i$  en fonction du courant ionique  $J_i$  (équivalent au flux ionique) pour différents cas. Nous obtenons deux courbes pour une décharge capacitive simple fréquence de



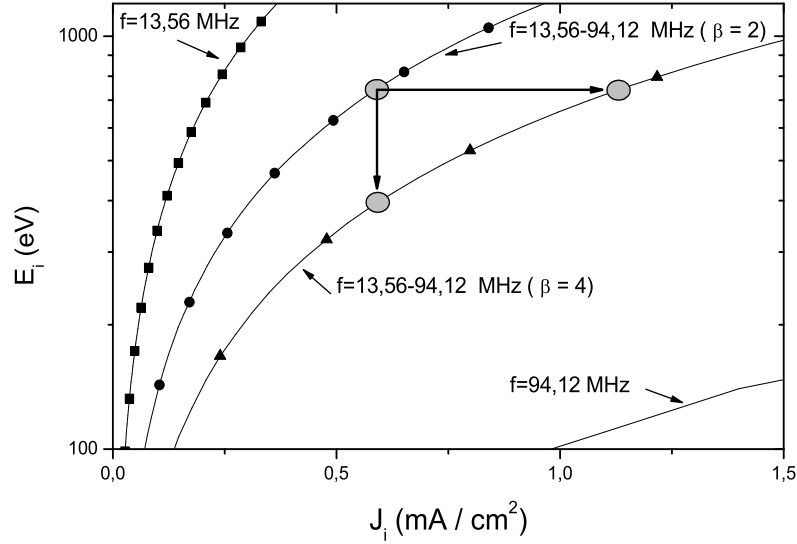


FIG. 2.13 – Courbes de l'énergie ionique  $E_i$  en fonction du courant ionique  $J_i$  : courbes de référence à 13.56 MHz et 94.12 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$  et  $\beta=4$ ).

pulsation respectivement  $\omega_{bf} = 2\pi \times 13.56 \text{ MHz}$  et  $\omega_{hf} = 2\pi \times 94.12 \text{ MHz}$ , ainsi que deux courbes, pour une décharge capacitive double fréquence dont le couple de pulsation est ( $\omega_{bf} = 2\pi \times 13.56 \text{ MHz}$ ,  $\omega_{hf} = 2\pi \times 94.12 \text{ MHz}$ ) et chacune de paramètre respectif  $\beta=2$  et  $\beta=4$ .

Ce type de figure nous montre qu'une décharge capacitive double fréquence dont le couple de pulsation est ( $\omega_{bf}$ ,  $\omega_{hf}$ ) permet de balayer un espace délimité par les courbes obtenues dans le cas d'une décharge capacitive simple fréquence respectivement à la pulsation  $\omega_{bf}$  et à la pulsation  $\omega_{hf}$ . Il est maintenant possible de jouer sur le flux des ions et l'énergie des ions en même temps. Par exemple, nous pouvons à énergie constante  $E_i = 750 \text{ eV}$  augmenter la valeur du courant ionique  $J_i$  par un facteur 2 en changeant la valeur du paramètre  $\beta$  ( $J_i = 0.56 \text{ mA/cm}^2$  pour  $\beta=2$  à  $J_i = 1.16 \text{ mA/cm}^2$  pour  $\beta=4$ ) et inversement à courant ionique constant  $J_i = 0.56 \text{ mA/cm}^2$  diminuer d'un facteur 2 la valeur de l'énergie ionique  $E_i$  en changeant la valeur du paramètre  $\beta$  ( $E_i = 750 \text{ eV}$  pour  $\beta=2$  à  $E_i = 390 \text{ eV}$  pour  $\beta=4$ ).

- Précédemment, nous avons constaté que l'utilisation d'une décharge capacitive double fréquence permettait d'augmenter la densité électronique de la décharge et qu'il existait aussi une influence non négligeable de la composante basse fréquence sur les paramètres de la décharge.

Cependant, il nous reste à savoir si la composante haute fréquence a également une influence non négligeable sur l'énergie des ions.

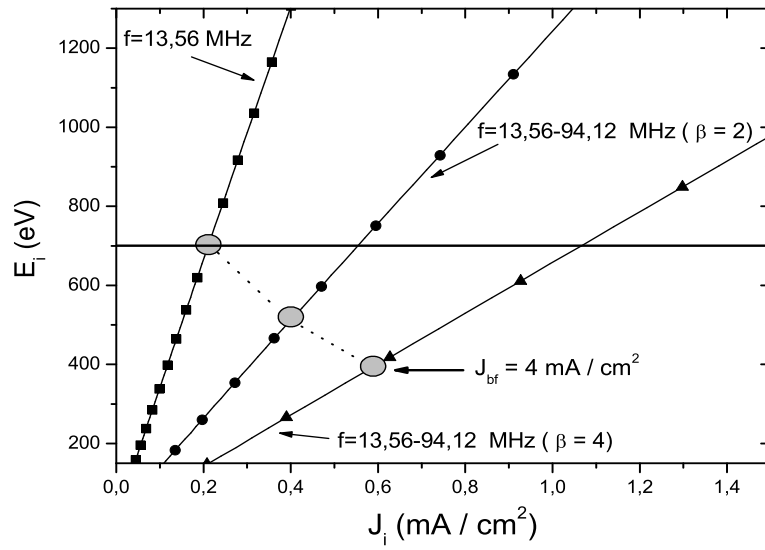


FIG. 2.14 – Courbes de l'énergie ionique  $E_i$  en fonction du courant ionique  $J_i$  : courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$  et  $\beta=4$ ).

Pour répondre à cette question, traçons dans un premier temps la même figure (2.13) que précédemment en omettant la courbe obtenue pour une décharge capacitive simple fréquence à la pulsation  $\omega = 2\pi \times 94.12$  MHz ( voir figure (2.14)). Nous voulons voir si l'énergie des ions  $E_i$ , supposée dépendre uniquement de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ , est indépendante de la densité de courant haute fréquence  $J_{hf}$ . Pour cela nous fixons la densité de courant basse fréquence à  $J_{bf}=4 \text{ mA/cm}^2$  par exemple et nous faisons varier par l'intermédiaire du paramètre  $\beta$  la valeur de la densité de courant haute

fréquence  $J_{\text{hf}}$ . Notre point de repère est choisi pour une décharge capacitive simple fréquence de pulsation  $\omega = 2\pi \times 13.56$  MHz dont la densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}} = 4 \text{ mA/cm}^2$  correspondant à une énergie ionique de l'ordre de  $E_i = 700$  eV. S'il y avait une indépendance de l'énergie des ions  $E_i$  vis-à-vis du paramètre  $\beta$ , alors nous aurions lors de la variation de  $\beta$  une ligne horizontale dont l'ordonnée resterait 700 eV. Cependant, nous constatons que dans le cas d'une décharge double fréquence, l'énergie des ions  $E_i$  diminue lorsque  $\beta$  augmente. Nous en déduisons qu'il n'est pas possible de contrôler l'énergie des ions par la seule action de la composante basse fréquence.

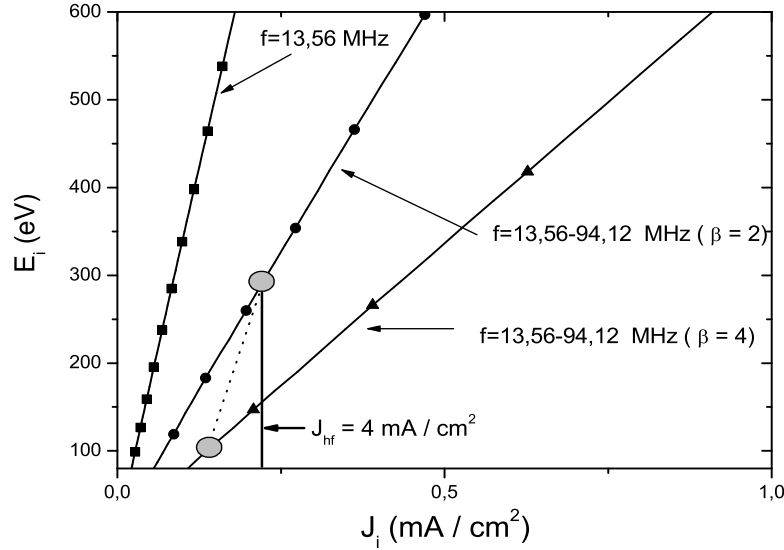


FIG. 2.15 – Courbes de l'énergie ionique  $E_i$  en fonction du courant ionique  $J_i$  : courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$  et  $\beta=4$ ).

- Maintenant, nous voulons voir si le courant ionique  $J_i$ , supposé dépendre uniquement de la densité de courant haute fréquence  $J_{\text{hf}}$ , est indépendant de la densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}}$ . De même que précédemment, fixons sur la figure (2.15) la densité de courant haute fréquence à  $J_{\text{hf}} = 5 \text{ mA/cm}^2$  par exemple et faisons varier la valeur de la densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}}$ . Notre point de repère est choisi pour une décharge capacitive double fréquence ( $\omega_{\text{bf}} = 2\pi \times 13.56 \text{ MHz}$ ,  $\omega_{\text{hf}} = 2\pi \times 94.12 \text{ MHz}$ ) dont la valeur de  $\beta$

est 2. Le courant haute fréquence  $J_{\text{hf}}$  de  $4 \text{ mA/cm}^2$  correspond à un courant ionique de  $J_i=0.2 \text{ mA/cm}^2$ . S'il y avait une indépendance du courant ionique  $J_i$  vis-à-vis de  $J_{\text{hf}}$ , alors nous aurions une ligne verticale dont l'abscisse resterait  $0.2 \text{ mA/cm}^2$ . Cependant, nous constatons que dans le cas d'une décharge double fréquence, le courant ionique  $J_i$  diminue lorsque  $\beta$  augmente. Nous en déduisons qu'il n'est pas possible de contrôler ce paramètre par la seule action de la composante haute fréquence.

### Modèle analytique simplifié / Lois d'échelle

Pour expliquer les variations du courant ionique  $J_i$  et de l'énergie ionique  $E_i$  nous résoudrons analytiquement le modèle global pour des tensions modérées ( $1 \ll H < 50$ ) dans le cas où la pression dans l'enceinte du réacteur est très faible ( $p \ll 30 \text{ mTorr}$ ). Ceci nous permet de négliger le chauffage du aux collisions dans le plasma et dans la gaine de charge d'espace et de considérer que le chauffage stochastique est le chauffage dominant. Le système à résoudre se compose toujours de deux relations, d'une part l'équation du bilan d'énergie (2.30) qui permet de déterminer la densité électronique  $n_e$  et d'autre part la relation exprimant la loi de Child (2.36) dans le cas d'une décharge double fréquence, soit :

$$\begin{cases} C_1 \frac{36}{55} H^2 (1 + 1.1\beta^2) = en_e h_l u_B \varepsilon_T \\ \frac{s_m}{s_0} = \frac{5\pi H}{12} \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5} \right) \end{cases} \quad (2.42)$$

A noter que la température électronique  $T_e$  intervenant dans le système (2.42) sera toujours déterminée indépendamment à l'aide du bilan particulière (2.29). D'après la figure (2.10 a)) et la figure (2.12 a)) nous avons vu que celle-ci était presque indépendante lors des variations des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ . ceci nous permet donc de considérer en première approximation que la température électronique  $T_e$  sera constante.

- L'annexe D présente les détails du calcul analytique qui permettent d'obtenir la solution du système (2.42). Nous en déduisons que le courant ionique  $J_i$  et l'énergie ionique  $E_i$  varient avec la densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}}$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ , selon les lois suivantes :

$$J_i \propto J_{\text{bf}}^{4/3} \beta^{2/3} \quad (2.43)$$

$$E_i \propto \left( \frac{J_{\text{bf}}}{\beta} \right)^{4/3} \left( \frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \quad (2.44)$$

En ce qui concerne les résultats de la figure (2.9) obtenus lors de la variation du paramètre  $\alpha$ , nous avons vu que si ce dernier augmentait, le courant ionique  $J_i$  restait à peu près constant ce qui est vérifié d'après la relation (2.43) puisqu'elle ne dépend pas de  $\alpha$ . La relation (2.44) traduit bien les variations de l'énergie ionique  $E_i$  puisque celle-ci diminue lorsque  $\alpha$  augmente pour une valeur constante de  $J_{\text{bf}}$  et de  $\beta$ . De même que précédemment, en ce qui concerne les résultats de la figure (2.11), nous avons vu que le courant ionique  $J_i$  augmente avec l'augmentation de la densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}}$  et de  $\beta$  ce que prédisait la relation (2.43). De plus, nous avons bien une diminution de l'énergie ionique  $E_i$  lorsque  $\beta$  augmente pour une densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}}$ , ce que montre également la relation (2.44).

Sur la figure (2.14) dans le cas où  $\alpha$  est fixé, nous avons constaté une diminution de la valeur de l'énergie ionique  $E_i$  pour une densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}}$  constant. A partir de la formule (2.44) nous montrons que lorsque  $\beta/\alpha \ll 1$  nous avons  $E_i \propto (J_{\text{bf}}/\beta)^{4/3}$ . Nous avons donc bien, pour une valeur de  $J_{\text{bf}}$  constante, une diminution de l'énergie ionique  $E_i$  lorsque  $\beta$  augmente.

De la même façon, nous avons constaté sur la figure (2.15) une diminution du courant ionique  $J_i$  pour une densité de courant haute fréquence  $J_{\text{hf}}$  constant. Nous pouvons réécrire la relation (2.43) sous la forme  $J_i \propto J_{\text{hf}}^{4/3}/\beta^{2/3}$  ce qui nous permet d'affirmer qu'à densité de courant haute fréquence  $J_{\text{hf}}$  constante, lorsque  $\beta$  augmente, nous avons une diminution du courant ionique  $J_i$ .

## Calcul des tensions / Impédance de la gaine DFC

Précédemment, nous avons travaillé sur les densités de courant  $J$ . D'un point de vue expérimental, il est préférable de parler en terme de tension  $V$ , voire de puissance  $P$ .

L'extension du modèle de Lieberman [21] permet d'obtenir sous forme intégrale la valeur de la tension instantanée d'une gaine dans le cas d'une

décharge capacitive double fréquence :

$$V_a(t) = \int_s^{s_m} E(x, t) dt \Leftrightarrow V_a(t) = \frac{J_{bf}}{\varepsilon_0 \omega_{bf}} \int_{\omega t}^{\pi} (\cos(\omega_{bf} t) - \cos \phi) \frac{dx}{d\phi} d\phi \quad (2.45)$$

En utilisant la relation (2.16) nous pouvons déterminer sa valeur uniquement de façon numérique au vu de sa complexité. La valeur totale de la tension instantanée provenant de la contribution des deux gaines sur l'intervalle  $[0; \pi]$  est donnée par :

$$V(t) = V_a(t) - V_a(\pi - t) \quad (2.46)$$

La gaine de charge d'espace est un milieu non linéaire générant une tension  $V(t)$  non sinusoïdale car contenant de nombreuses harmoniques comme nous pouvons le voir sur la figure (2.16).

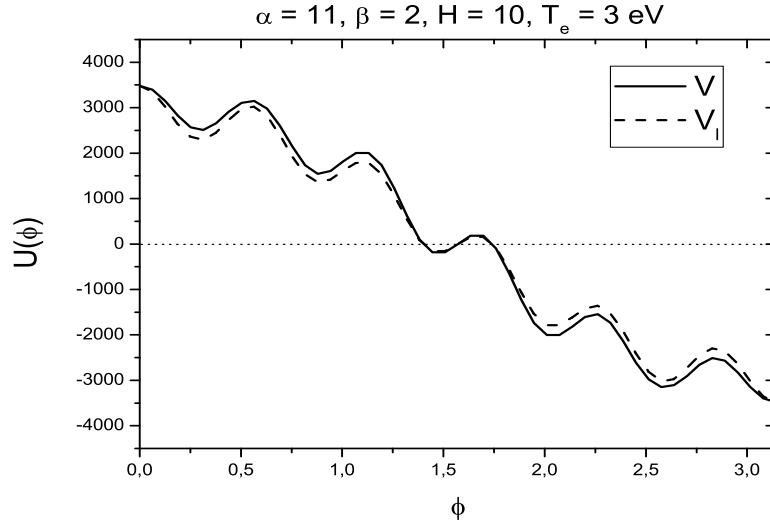


FIG. 2.16 – Tension instantanée  $V$  et  $V_l$  en fonction de la phase  $\phi$ .

- Notre objectif est maintenant de déterminer l'impédance d'une gaine de charge d'espace, à savoir la valeur de sa capacité  $C$ . Pour ce faire nous suivrons la méthode utilisée par Lieberman[21]. Il a montré que dans le cas d'une décharge simple fréquence, l'harmonique n°1 de la tension de la gaine

était prépondérante. Ceci lui a permis de considérer en première approximation que la gaine était linéaire et que la capacité surfacique  $C$  était définie à partir de :

$$-J_0 \sin(\omega t) = C \frac{d}{dt} (V_1 \cos(\omega t)) \quad (2.47)$$

où  $V_1$  est la tension de l'harmonique n°1. Dans le cas d'une décharge symétrique il a obtenu pour les deux gaines en série  $C \approx 0.613 \varepsilon_0/s_m$  (à noter que si la tension était sinusoïdale le résultat serait  $C = 0.5 \varepsilon_0/s_m$ ).

Le calcul des différentes harmoniques de la tension  $V(t)$  des deux gaines en série est trop complexe. C'est la raison pour laquelle nous allons utiliser un "fit" de cette tension pour pouvoir déterminer  $C$  dans le cas d'une décharge capacitive double fréquence. Nous considérons tout d'abord que la densité de courant  $J(t)$  et la tension  $V(t)$  de la gaine de charge d'espace sont reliées par :

$$J(t) = C \frac{dV(t)}{dt} \quad (2.48)$$

L'intégration de la relation (2.48) en utilisant la relation (2.1) nous donne la tension totale instantanée d'une gaine dans l'approximation linéaire :

$$V_{la}(t) = \frac{J_{bf}}{C\omega_{bf}} \left( \cos(\omega_{bf}t) + \frac{\beta}{\alpha} \cos(\alpha\omega_{bf}t) \right) \quad (2.49)$$

Nous pouvons réécrire cette relation sous la forme :

$$V_{la}(t) = V_{bf} \cos(\omega_{bf}t) + V_{hf} \cos(\alpha\omega_{bf}t) \quad (2.50)$$

où nous avons introduit

$$V_{bf} = \frac{J_{bf}}{C\omega_{bf}} \quad \text{et} \quad V_{hf} = \frac{\beta}{\alpha} V_{bf} \quad (2.51)$$

De même que précédemment, la tension totale de l'ensemble des deux gaines est donnée par :

$$V_l(t) = V_{la}(t) - V_{la}(\pi - t) = 2V_{bf} \left( \cos(\omega t) + \frac{\beta}{\alpha} \cos(\alpha\omega t) \right) \quad (2.52)$$

Nous avons tracé sur la figure (2.16) la tension instantanée  $V(t)$  sur l'intervalle  $[0; \pi]$  ainsi que la tension  $V_l(t)$  que nous avons ajustée en  $t=0$ . Les deux

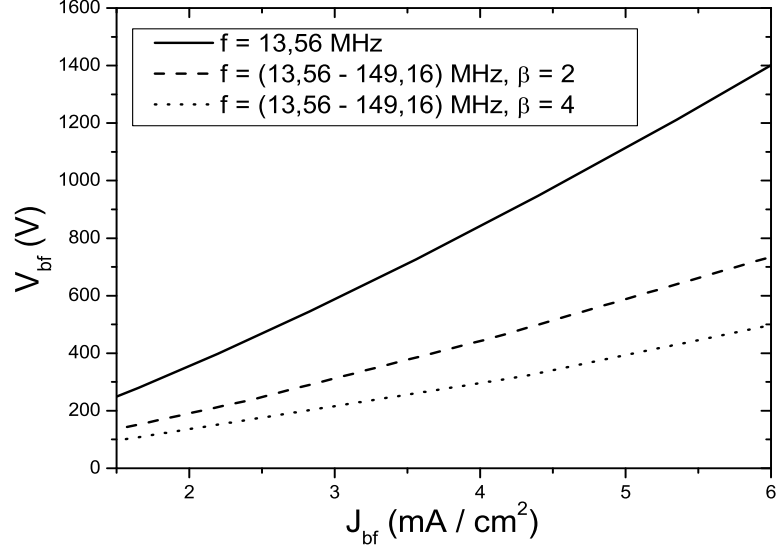


FIG. 2.17 – Courbes de la tension basse fréquence  $V_{bf}$  en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  : une courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$  et  $\beta=4$ ).

courbes se superposent relativement bien ce qui nous permettra de déterminer  $V_{bf}$  et  $V_{hf}$  avec une bonne précision. Si nous supposons que  $V_i(t) \approx V(t)$ , alors nous pouvons en déduire à  $t=0$  la tension basse fréquence  $V_{bf}$  d'après la relation (2.46) et (2.52) :

$$V_{bf} = \frac{V(t=0)}{2 \left(1 + \frac{\beta}{\alpha}\right)} \quad (2.53)$$

Nous avons tracé sur la figure (2.17) la tension basse fréquence  $V_{bf}$  en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  dans les conditions de la figure (2.11).

- En utilisant les relations (2.1), (2.48) et (2.52), nous en déduisons que la capacité par unité de surface  $C$  modélisant l'ensemble des deux gaines de



charge d'espace en série est donnée par :

$$C = \frac{J_{bf}}{2 \omega_{bf} V_{bf}} \quad (2.54)$$

Cette dernière peut s'écrire en fonction de la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$  sous la forme  $C = K_{cap} \frac{\varepsilon_0}{s_m}$  ce qui nous permet d'obtenir d'après la relation (2.54) :

$$K_{cap} = \left( \frac{J_{bf}}{2 \omega_{bf} V_{bf}} \right) \left( \frac{s_m}{\varepsilon_0} \right) \quad (2.55)$$

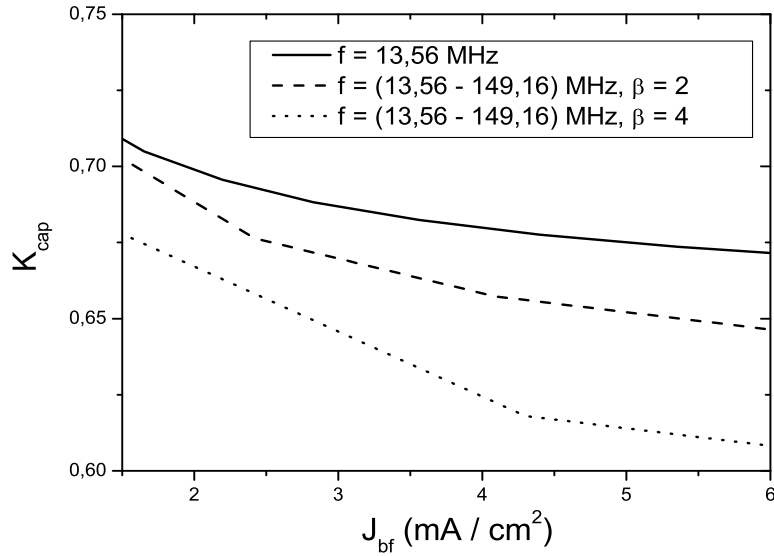


FIG. 2.18 – Courbes de  $K_{cap}$  en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  : une courbe de référence à 13.56 MHz + courbes DFC ( $\beta=2$  et  $\beta=4$ ).

Nous avons tracé sur la figure (2.18) la valeur de  $K_{cap}$  en fonction de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$ . Cette figure a été obtenue numériquement à partir des résultats de  $s_m$  (voir figure (2.12) b)) et des résultats de

$V_{bf}$  (voir figure(2.17)). Nous constatons que  $K_{cap}$  décroît faiblement lorsque  $J_{bf}$  augmente et que sa valeur est plus faible lorsque  $\beta$  augmente. Dans le cas d'une décharge à 13.56 MHz, nous voyons que la valeur de  $K_{cap}$  est comprise entre 0.67 et 0.71 ce qui est légèrement différent des 0.613 trouvés par Lieberman. Ceci n'est pas étonnant car  $V_1$  s'écrit à partir de deux termes de la série de Fourier dont l'amplitude de l'harmonique  $\alpha$  est très faible puisque nous avons considéré que  $\beta/\alpha \ll 1$  (voir la relation (2.52)). Tout se passe en fait comme si l'influence de la composante harmonique  $\alpha$  était négligeable et que finalement nous nous retrouvions dans le cas d'une décharge simple fréquence. De plus, la valeur de Lieberman a été obtenue en considérant  $J_{bf}$  comme infini ce qui n'est pas notre cas dans ces résultats.

- Voyons maintenant le cas de l'obtention de la loi d'échelle de  $K_{cap}$  en fonction de  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $J_{bf}$ . Le calcul complexe de cette loi est donné dans l'annexe D. Nous obtenons que  $K_{cap}$  est principalement fonction de  $J_{bf}$  et  $\beta$  :

$$K_{cap} \propto \left( \frac{J_{bf}}{\beta} \right)^{2/3} \quad (2.56)$$

Nous constatons sur la figure (2.18) que la valeur de  $K_{cap}$  diminue bien lorsque  $\beta$  augmente. Cependant, la loi d'échelle prédit une augmentation de la valeur de celle-ci lorsque la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  augmente ce qui n'est pas le cas. Ceci provient sans aucun doute du fait que nous avons négligé le chauffage ohmique dans la résolution du modèle simplifié (2.42).

En conclusion, les lois d'échelle du courant ionique  $J_i$  et de l'énergie ionique  $E_i$  obtenues à partir du modèle global simplifié autocohérent permettent d'expliquer les variations de l'ensemble des figures présentées dans la section *Résultats* mais il est peut-être trop simple pour expliquer les variations de  $K_{cap}$ .

## Résumé

\* Dans ce chapitre, nous avons développé un modèle global autocohérent d'une décharge capacitive, radiofréquence, basse pression et excitée par deux fréquences. Nous avons vu que le chauffage dans la gaine était à l'origine du couplage entre la basse fréquence et la haute fréquence dont la conséquence était que le contrôle de l'énergie des ions  $E_i$  et du courant ionique  $J_i$  n'était pas totalement indépendant mais quasi indépendant. En effet, les résultats du modèle nous ont montré l'influence réciproque, sur ces deux grandeurs, des deux paramètres que sont  $\alpha = \omega_{\text{hf}}/\omega_{\text{bf}}$  et  $\beta = J_{\text{hf}}/J_{\text{bf}}$ . De plus, à partir d'un modèle simplifié nous avons pu obtenir les lois d'échelle de l'énergie ionique  $E_i$  et du courant ionique  $J_i$  qui se trouvent en adéquation avec les résultats obtenus. Remarquons également que le couplage haute-basse fréquence est toujours présent bien que les deux fréquences d'excitation soient très éloignées et qu'il tendrait à s'amenuiser dans la limite  $\beta/\alpha \rightarrow 1$  (voir figure (2.8) et relation (2.26)). Pour étudier cette possibilité, il faudrait établir un nouveau modèle global autocohérent sans l'approximation sur les champs électriques et qui serait entièrement résolu de façon numérique. En ce qui concerne le modèle de la gaine de charge d'espace, nous avons émis l'hypothèse qu'à très basse pression elle était sans collision. Cependant, pour une pression de  $p=5$  mTorr dans l'enceinte du réacteur, le libre parcours moyen des ions est de  $\lambda_i = 0.6$  cm, alors au vu des résultats de la figure (2.10 b)) et de la figure (2.12 b)), nous devrions utiliser un modèle avec collisions de la gaine de charge d'espace puisque  $\lambda_i < s_m$  (sauf dans le cas où  $\beta$  devient très grand lorsque  $\alpha$  est constant).

\* Cependant, bien qu'un contrôle quasi indépendant soit possible entre l'énergie ionique  $E_i$  et le courant ionique  $J_i$ , ce qui est un avantage certain pour améliorer les procédés plasma, un problème se pose quant à la valeur de la haute fréquence. En effet, celle-ci est de plus en plus élevée afin d'augmenter considérablement le courant ionique  $J_i$  et par-là même la vitesse de traitement des substrats. Dans le chapitre suivant, nous étudierons dans le cas d'une décharge capacitive excitée par une seule fréquence les effets électromagnétiques qui responsables de dépôt non uniforme de puissance.

## Chapitre 3

# Modélisation électromagnétique d'une décharge capacitive radiofréquence

Nous avons vu dans l'introduction que dans le régime électromagnétique, une onde TM se propage dans la décharge capacitive. Le champ électrique a deux composantes, d'une part un champ capacitif  $E_z$  perpendiculaire aux électrodes et d'autre part un champ inductif  $E_r$  parallèle aux électrodes. Dans ce régime, il apparaît deux effets électromagnétiques conduisant à des dépôts de puissance non uniformes qui sont l'effet d'onde stationnaire et l'effet de peau. Le premier modèle fut développé à partir des équations de Maxwell par Lieberman *et al.*[23]. Il prenait en compte les deux effets électromagnétiques mais il n'était pas autocohérent. Par la suite, Chabert *et al.*[44] développèrent un modèle ligne de transmission autocohérent mais qui n'incluait que l'effet d'onde stationnaire. Nous pouvons voir sur la figure (3.1) le schéma équivalent d'une décharge capacitive en terme de lignes de transmission. Cette théorie des lignes de transmission leur permet de passer d'un modèle géométrique 2D (deux variables  $r$  et  $z$ ) vers un modèle 1D (une seule variable  $r$ ). Ils montrèrent que le rapport  $\lambda/\lambda_0$  était défini par :

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = 40 (2l)^{-1/2} f^{-2.5} V_0^{1/10} \quad (3.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'excitation dans le plasma,  $\lambda_0$  est la longueur d'onde d'excitation dans le vide,  $2l$  est l'espace interélectrode,  $f$  la fréquence d'excitation et  $V_0$  la tension d'excitation. Nous avons tracé sur la figure (3.2)

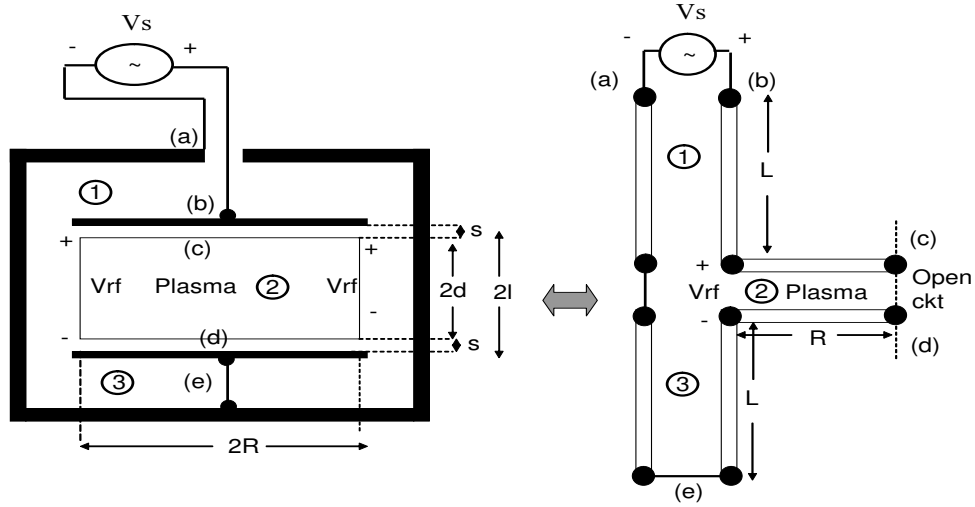


FIG. 3.1 – Réacteur capacitif (gauche) - Ligne de transmission équivalente à la moitié du réacteur capacitif (droite).

le rapport  $\lambda/\lambda_0$  en fonction de la fréquence pour un réacteur dont l'espace interélectrode est de 7cm et dont la tension d'excitation est de 100 V. Nous constatons que l'augmentation de la fréquence a pour effet une sévère diminution de la longueur d'onde d'excitation dans le plasma, c'est ce que nous appelons le "worsening effect".

Nous avons sur la figure (3.3) un élément de la ligne de transmission modélisant une décharge capacitive à haute fréquence dont la résistance  $R'_{cap}$  correspond à la dissipation dans le plasma du champ capacitif  $E_z$ . A noter qu'il est possible, à partir d'un dessin particulier de l'électrode RF, de corriger le phénomène d'onde stationnaire comme l'ont montré Sansonnens *et al.*[45] et Chabert *et al.*[44].

- Le but de ce chapitre est d'étudier la conséquence de la prise en compte de l'effet de peau dans une décharge capacitive cylindrique à haute fréquence (régime électromagnétique). Pour cela, nous développerons un modèle analytique ligne de transmission autocohérent basé sur les champs électromagnétiques obtenus à partir des équations de Maxwell. Nous commencerons par rappeler brièvement la théorie des lignes de transmission qui servira de base à notre modélisation puis nous décrirons les hypothèses qui nous ont

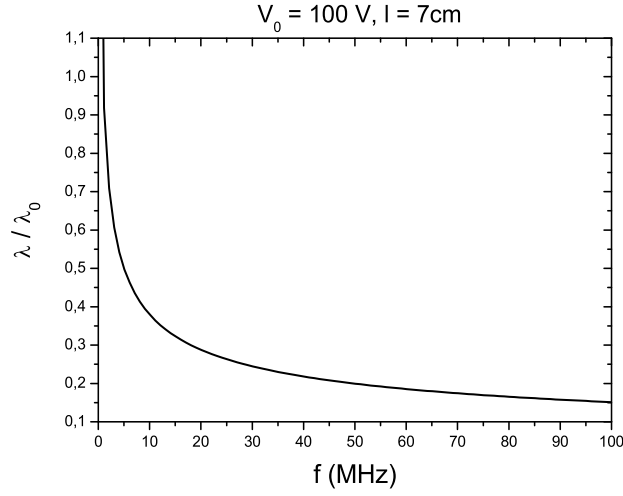


FIG. 3.2 – Evolution de  $\lambda/\lambda_0$  en fonction de la fréquence pour  $V_0=100$  V et  $l=7$ cm.

permis d'arriver à la modélisation de la décharge capacitive sous forme de lignes de transmission. Nous présenterons un paragraphe concernant un certain nombre d'approfondissements du modèle, notamment en ce qui concerne les phénomènes de chauffage. Ensuite nous présenterons l'ensemble des équations régissant le modèle autocohérent et la façon dont nous résoudrons le système total. Pour finir, ceci nous permettra d'arriver aux résultats obtenus dans le cas d'une décharge capacitive à basse pression et à haute pression.

### 3.1 Modèle d'une décharge capacitive plasma

Nous commençons par faire un court rappel sur les lignes de transmissions et ce que sont leurs propriétés caractéristiques. Puis nous expliciterons comment nous avons calculé les champs électromagnétiques dans notre réacteur et enfin par quelle approximation nous sommes arrivés à modéliser une décharge capacitive sous forme de lignes de transmission.

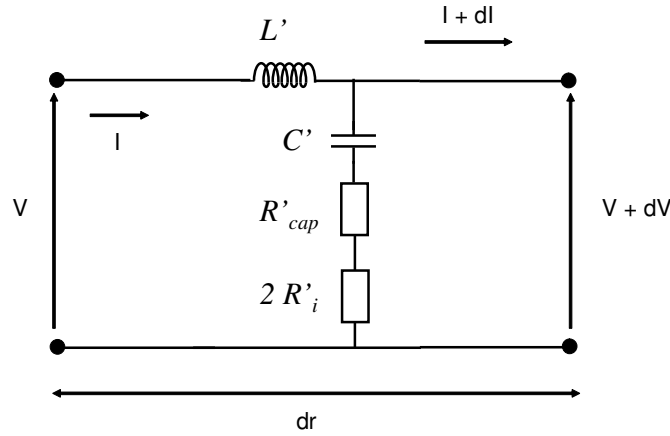


FIG. 3.3 – Élément d'une ligne de transmission prenant en compte uniquement l'effet d'onde stationnaire par l'intermédiaire de la résistance  $R'_{cap}$ .

### 3.1.1 Introduction aux lignes de transmission

Une ligne de transmission est constituée d'un ensemble de conducteurs connectés d'un point à un autre. De l'énergie électromagnétique peut être envoyée le long de cette ligne sous forme d'onde, comme nous pouvons le voir sur la figure (3.4). Une ligne de transmission idéale devrait permettre de guider de l'énergie d'une source vers une terminaison (charge) sans perte par dissipation (effet Joule) et par radiation. Des exemples typiques de ligne de transmission, sont les lignes téléphoniques, les lignes de distribution électrique (EDF) et le câble coaxial, généralement employé dans tous les laboratoires de recherche (à basse puissance). Ce dernier est composé d'un premier conducteur central entouré, à une distance constante, par un autre conducteur qui agit comme un écran. Au-delà de 1 GHz, les lignes de transmission, qui sont utilisées comme un guide d'ondes, peuvent être vues comme un tube coaxial sans son centre conducteur.

Du point de vue de la modélisation, une ligne de transmission est décrite par quatre composants électroniques qui sont une résistance  $R$ , une inductance  $L$ , une capacité  $C$  et une conductance  $G$  comme nous pouvons le voir sur la figure (3.5).

i)  $R$  est la résistance du matériau conducteur. Son unité est l'Ohm par unité de longueur ( $\Omega/m$ ).

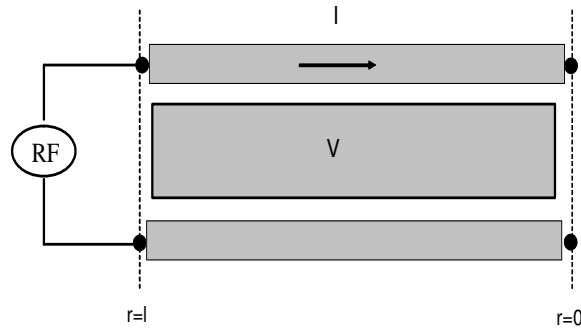


FIG. 3.4 – Ligne de transmission.

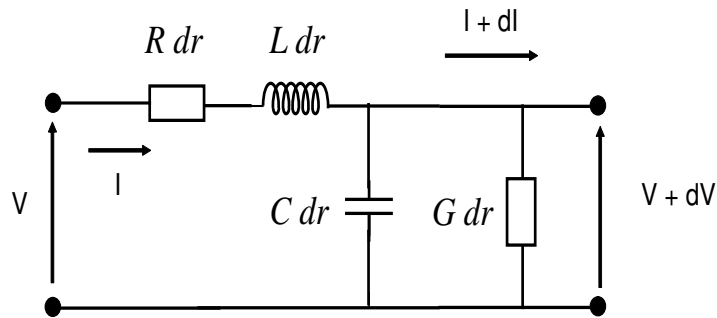


FIG. 3.5 – Élément constitutif d'une ligne de transmission réelle.

ii)  $L$  est l'inductance due au champ magnétique entourant le matériau conducteur lorsqu'un courant circule dans celui-ci. Son unité est le Henry par unité de longueur ( $H/m$ ).

iii)  $C$  est la capacité qui provient de l'existence d'un champ électrique entre les deux conducteurs de la ligne de transmission. Son unité est le Farad par unité de longueur ( $F/m$ ).

iv)  $G$  est la conductance due au courant de fuite qui est un courant qui va d'un conducteur à un autre. Elle représente l'imperfection de l'isolement de la ligne. Son unité est le Siemens par unité de longueur ( $S/m$ ).



- De plus, toute ligne de transmission est caractérisée par deux paramètres, premièrement par son impédance caractéristique  $Z_0$  et deuxièmement par sa constante de propagation  $\gamma$ .

Pour tout point d'une ligne infinie, le rapport de la tension  $V$  au courant  $I$  est appelé l'impédance caractéristique  $Z_0$ . Cette valeur est indépendante de la longueur de la ligne mais varie avec la fréquence. Elle peut s'écrire, à partir des composants qui la constituent, sous la forme :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (3.2)$$

La constante de propagation  $\gamma$ , quant à elle, est définie par :

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (3.3)$$

Nous pouvons réécrire la relation (3.3) sous la forme  $\gamma = \alpha_* + j\beta_*$  où nous définissons le coefficient d'atténuation  $\alpha_*$  et le coefficient de phase  $\beta_*$  de la ligne de transmission.

A noter que la longueur d'onde sur la ligne de transmission est définie par :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta_*} \quad (3.4)$$

- Les équations, qui régissent la tension  $V$  et le courant  $I$  sur une ligne de transmission, sont appelées les équations des Télégraphistes. Elles ont été obtenues en appliquant les lois de Kirchhoff sur un élément  $dr$  de la ligne de transmission.

$$\begin{cases} \frac{dV}{dr} = -ZI \\ \frac{dI}{dr} = -YV \end{cases} \quad (3.5)$$

où  $Z = R + j\omega L$  est l'impédance série par unité de longueur et  $Y = G + j\omega C$  est l'admittance parallèle par unité de longueur, dans le régime harmonique.

- Remarque : Pour déterminer  $Z$  et  $Y$ , nous avons en notre possession deux relations provenant de la théorie des lignes de transmission. La première est la relation (3.3) faisant intervenir la constante de propagation  $\gamma$ . La

deuxième est la relation (3.2) faisant intervenir l'impédance caractéristique  $Z_0$  de la ligne de transmission. Nous avons vu que cette dernière nécessite la connaissance de la tension  $V$ , qui s'obtient par intégration du champ électrique. Dans le cas d'une onde TEM cette intégration est possible puisque  $\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi$ . De plus, sachant que dans une décharge capacitive le champ électrique possède, dans le régime électrostatique, une seule composante perpendiculaire aux électrodes (champ capacitif  $E_z$ ), il en résulte que :

$$V = - \int E_z dz \quad (3.6)$$

Par contre cela devient impossible si le champ électrique possède plusieurs composantes. L'onde TM qui se propage dans une décharge capacitive, dans le régime électromagnétique, possède deux composantes du champ électrique, à savoir le champ capacitif  $E_z$  et le champ inductif  $E_r$ . Dans ce cas,  $\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ . Pour s'affranchir de cette difficulté, une des solutions est de considérer le système d'un point de vue énergétique.

### 3.1.2 Modélisation de la décharge capacitive sous forme de ligne de transmission.

Pour que nous puissions désormais décrire notre décharge capacitive en terme de ligne de transmission, nous devons déterminer les différents composants électriques,  $R$ ,  $L$ ,  $C$  et  $G$ , qui la composent et pour cela, nous allons procéder en trois étapes. Nous identifierons d'abord puis modéliserons les différentes régions qui composent la décharge en termes de milieux matériels. Ensuite, nous déterminerons à partir des résultats précédents, les champs électromagnétiques des ondes se propageant dans le système. Pour finir, l'approximation quasi TEM, que nous détaillerons, nous permettra de déterminer analytiquement les composants électriques qui modélisent la ligne de transmission.

#### Description de la décharge

Le réacteur plasma est constitué de deux électrodes conductrices, parallèles et circulaires de rayon  $R$ , séparées par une distance de longueur  $2l$ . Les ions du plasma seront uniquement positifs puisque nous utiliserons de l'argon

comme gaz précurseur (gaz électropositif). Deux régions différentes constituent notre décharge, premièrement le plasma et deuxièmement les zones de charge d'espace positive entourant celui-ci et communément appelées gaines.

Le plasma de longueur  $2d$  est constitué d'une part, d'ions positifs froids ( $T_i = 300K$ ) formant un fond immobile et d'autre part, d'électrons plus mobiles (faible masse) ayant une température typiquement comprise entre  $T_e = 2$  et  $T_e = 5$  eV (sachant que  $1 \text{ eV} = 11600 \text{ K}$ ). Ces derniers répondront au champ électrique instantané puisque la pulsation d'excitation du réacteur  $\omega = 2\pi f$  ( $f$  est la fréquence d'excitation) se trouve comprise entre la pulsation plasma ionique et la pulsation plasma électronique, soit :

$$\omega_{pi} \ll \omega \ll \omega_{pe} \quad (3.7)$$

Les ions, quant à eux, ne répondront qu'au champ électrique moyen. Sachant que le plasma est quasi-neutre, celui-ci possèdera un potentiel uniforme  $V_p$ .

Le plasma est modélisé localement par un diélectrique uniforme et stationnaire, ayant une permittivité relative complexe  $\varepsilon_p$  défini par [20] :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} \quad (3.8)$$

avec  $\nu_m$  la fréquence de collision électron-neutre. Cette définition ne prendra pas en compte la partie ionique à cause de la relation (3.7).

La deuxième région est constituée par deux zones de charge d'espace positive séparant le plasma des électrodes et chacune de longueur  $s$ . Sachant que le plasma est un très mauvais conducteur, il va écranter le champ électrique, créé par la polarisation des électrodes. Il en résulte que toute la chute de potentiel se fera dans les gaines, ce qui aura d'ailleurs une importance capitale dans la suite de notre modèle, notamment dans l'approximation quasi TEM. Nous considérerons que, puisque nous sommes à très basse pression ( $\nu_m \ll \omega$ ), la gaine de charge d'espace sera un milieu vide de toutes particules, soit  $\varepsilon_r = 1$  et cela malgré le fait qu'il existe en faible proportion des électrons et des ions.

## Champs électriques et magnétiques

Nous avons vu que dans le régime électromagnétique d'une décharge capacitive, il existait une nouvelle composante du champ électrique appelé le

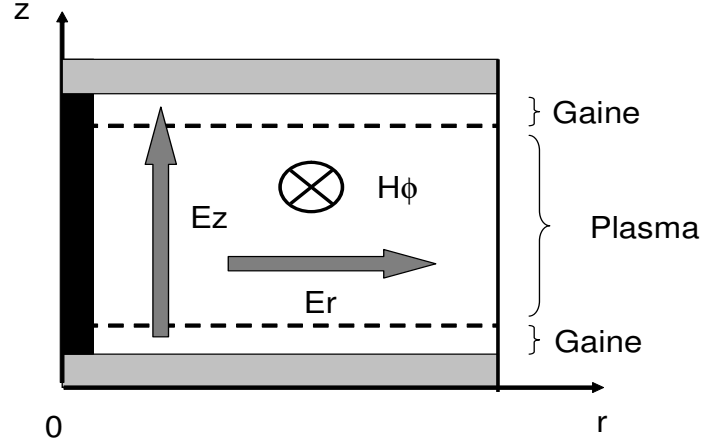


FIG. 3.6 – Champs électrique et magnétique d'une onde TM dans un réacteur capacitif.

champ électrique induit  $E_r$  parallèle aux électrodes en plus du champ capacitif  $E_z$  perpendiculaire aux électrodes. Le champ magnétique  $H_\phi$  est, quant à lui, azimutal au vu de la géométrie cylindrique du réacteur. Nous supposons donc la propagation d'une onde transverse magnétique (TM) dans le réacteur dont les champs sont représentés schématiquement sur la figure (3.6).

En utilisant les équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday, nous obtenons les trois relations suivantes entre les champs électriques  $E_z$ ,  $E_r$  et le champ magnétique  $H_\phi$  :

$$-\frac{\partial H_\phi}{\partial z} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r E_r, \quad (3.9)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rH_\phi)}{\partial r} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r E_z, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -j\omega\mu_0 H_\phi. \quad (3.11)$$

L'équation générale de propagation du champ magnétique  $H_\phi$  est obtenue en combinant les relations précédentes (3.9), (3.10) et (3.11). Nous obtenons finalement :

$$\frac{\partial^2 H_\phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_\phi}{\partial r} + (k_0^2 \epsilon_r - \frac{1}{r^2}) H_\phi = 0, \quad (3.12)$$

où  $k_0 = \omega/c$  est le nombre d'onde dans le vide, avec  $\omega$  la pulsation d'excitation de la décharge et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide. Nous obtenons l'équation de propagation du champ magnétique dans le plasma et dans la gaine de charge d'espace en imposant respectivement  $\varepsilon_r = \varepsilon_p$  et  $\varepsilon_r = 1$ .

- Afin de pouvoir obtenir une solution analytique de l'équation (3.12), nous sommes amenés à faire deux hypothèses :

i) Premièrement, nous allons considérer qu'il n'y a pas de variation radiale et axiale de la permittivité relative du plasma  $\varepsilon_p$ . Ceci revenant à considérer que la densité électronique  $n_e$  est une constante, soit :

$$n_e(r, z) = n_e = cte \quad (3.13)$$

ii) Deuxièmement, nous supposons que les ondes harmoniques se propagent radialement du centre vers la périphérie de la décharge, soit :

$$H_\phi(r, z, t) = \text{Re} \left( \tilde{H}_\phi(z) H_1^{(2)}(kr) e^{j\omega t} \right) \quad (3.14)$$

où  $\omega$ ,  $k$  sont respectivement la pulsation et le nombre d'onde de l'onde de surface et  $H_1^{(2)}(kr)$  est la fonction de Hankel du second ordre [46], qui se comporte comme  $e^{-jkr}$ , lorsque  $r \rightarrow \infty$ .

Le choix de la fonction de Hankel du second ordre  $H_1^{(2)}(kr)$  provient du fait que nous avons considéré un système semi-infini dans la direction  $r$ . Si nous avions considéré un système fermé, nous aurions utilisé la fonction de Bessel  $J_1(kr)$ . Cette dernière qui s'écrit  $J_1(kr) = \frac{1}{2} \left( H_1^{(2)}(kr) + H_1^{(1)}(kr) \right)$  est en réalité la somme d'une onde se propageant du centre de la décharge vers la périphérie  $H_1^{(2)}(kr)$  et d'une onde se propageant de la périphérie vers le centre  $H_1^{(1)}(kr)$ .

N'ayant pas spécifié de condition limite en  $r = R$ , il en résulte qu'il n'y a pas d'onde stationnaire qui s'établit dans notre système et qu'au bord du réacteur nous n'aurons pas la présence d'ondes évanescentes [23] qui proviennent du changement de permittivité relative entre le plasma ( $\varepsilon_p$ ) et la barrière diélectrique ( $\varepsilon_b \approx 2.7$ ) servant à confiner celui-ci. L'onde stationnaire sera obtenue par les conditions aux limites introduites dans la ligne de transmission.

• Pour finaliser cette résolution, nous utiliserons les conditions aux limites suivantes : - L'électrode est un métal (conducteur) :

$$\tilde{E}_r^g(z = l) = 0 \quad (3.15)$$

- Continuité du champ magnétique à l'interface gaine plasma :

$$\tilde{H}_\phi^p(z = d) = \tilde{H}_\phi^g(z = d) \quad (3.16)$$

- Symétrie du problème :

$$\tilde{E}_r^p(z = 0) = 0 \quad (3.17)$$

où les indices g et p désignent respectivement la gaine de charge d'espace et le plasma.

• Finalement, les composantes du champ électrique et magnétique dans le plasma et dans les gaines de charge d'espace sont déterminées à une constante près  $A$ , puisque nous disposons uniquement de trois conditions aux limites :

$$\tilde{E}_r^p(z) = -\frac{A\alpha_p \cosh \alpha_0 s}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_p} \sinh \alpha_p z \quad (3.18)$$

$$\tilde{H}_\phi^p(z) = A \cosh \alpha_0 s \cosh \alpha_p z \quad (3.19)$$

$$\tilde{E}_z^p(z) = \frac{Ak \cosh \alpha_0 s}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon_p} \cosh \alpha_p z \quad (3.20)$$

De la même façon, les champs dans les gaines de charge d'espace s'écrivent :

$$\tilde{E}_r^g = \frac{A\alpha_0 \cosh \alpha_p d}{j\omega\varepsilon_0} \sinh \alpha_0(l - z) \quad (3.21)$$

$$\tilde{H}_\phi^g = A \cosh \alpha_p d \cosh \alpha_0(l - z) \quad (3.22)$$

$$\tilde{E}_z^g = \frac{Ak \cosh \alpha_p d}{j\omega\varepsilon_0} \cosh \alpha_0(l - z). \quad (3.23)$$

L'ensemble des équations (3.18)-(3.23) représente une onde de surface qui se propage radialement du centre de la décharge vers la périphérie à l'interface plasma - gaine de charge d'espace. Nous avons introduit  $k$  le nombre d'onde radial et les nombres d'onde  $\alpha_p$  et  $\alpha_0$  suivant l'axe  $z$ , respectivement dans le plasma et dans la gaine. Ils sont reliés par les relations suivantes :

$$k^2 - \alpha_p^2 = k_0^2 \varepsilon_p \quad (plasma) \quad (3.24)$$

$$k^2 - \alpha_0^2 = k_0^2 \quad (gaine). \quad (3.25)$$

• En utilisant la condition de continuité à l'interface plasma-gaine ( $z = d$ ) de la composante radiale du champ électrique  $\tilde{E}_r$ , nous obtenons la relation de dispersion pour l'onde de surface :

$$\alpha_0 \varepsilon_p \sinh(\alpha_0 s) \cosh(\alpha_p d) + \alpha_p \cosh(\alpha_0 s) \sinh(\alpha_p d) = 0 \quad (3.26)$$

Il est possible de simplifier cette relation de dispersion en utilisant tout d'abord la supposition que les électrons répondront aux variations instantanées du champ électrique  $\omega \ll \omega_{pe}$  et que  $k\delta \ll 1$ . Nous obtenons à partir de la relation (3.24) :

$$\alpha_p \approx \frac{1}{\delta} \left[ \frac{1}{(1 - j\nu_m/\omega)^{1/2}} \right] \quad (3.27)$$

où nous avons introduit la profondeur de peau inertielle  $\delta \equiv c/\omega_{pe}$ . Finalement la relation de dispersion pour l'onde de surface est obtenue à partir des relations (3.26) et (3.27) :

$$\frac{k^2}{k_0^2} \approx 1 + \frac{\delta}{s} \left( 1 - j\frac{\nu_m}{\omega} \right)^{1/2} \tanh \left[ \frac{d}{\delta} \frac{1}{(1 - j\nu_m/\omega)^{1/2}} \right] \quad (3.28)$$

Cette équation est valide uniquement si  $(\omega_{pe}/\omega)^2 \gg \max(1 + d/s, s/\delta)$ , ce qui est une condition satisfaite pour une petite et une grande profondeur de peau. Dans la limite basse pression  $\nu_m \ll \omega$  (très peu de collisions), la relation de dispersion (3.28) se réduit à :

$$\frac{k^2}{k_0^2} \approx 1 + \frac{\delta}{s} \tanh \frac{d}{\delta} \quad (3.29)$$

## 3.2 Onde quasi TEM et ligne de transmission

Ce qui est important pour la suite de ce problème, c'est de comprendre quels sont les champs dominants dans le plasma et dans les gaines de charge d'espace. Un des paramètres clé dans la modélisation de ce type de décharge est le rapport de la fréquence d'excitation sur la fréquence électronique du plasma défini par  $W = \omega/\omega_{pe}$ . Sachant que  $\omega \ll \omega_{pe}$ , alors le paramètre  $W$  tend vers 0. Nous pouvons aussi considérer que la pression dans l'enceinte du réacteur est très basse ( $< 150$  mTorr), ce qui à pour conséquence que  $\nu_m/\omega \ll 1$ . Ces deux hypothèses vont nous permettre de déterminer la hiérarchie des champs électromagnétiques dans la gaine de charge d'espace :

$$\tilde{E}_z^g(0) \gg \tilde{E}_r^g(1) \quad (3.30)$$

où le chiffre entre parenthèse est l'ordre en  $W = \omega/\omega_{pe}$ .

Nous constatons que le champ capacitif  $E_z$  est le champ dominant en comparaison du champ inductif  $E_r$ . Ceci nous permet de considérer en première approximation que l'onde se propageant dans la gaine de charge d'espace est une onde TEM, dont les directions des champs dans le réacteur capacitif sont représentées sur la figure (3.7). Sachant que  $\tilde{E}_z^g(0) \gg \tilde{E}_z^p(1)$ , puisque  $|\varepsilon_p| \gg 1$  (en considérant un plasma de densité électronique  $n_e = 1 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$  excité à la fréquence  $f = 81.36 \text{ MHz}$ , nous obtenons  $|\varepsilon_p| \approx 122$ ), alors toute la chute de potentiel se fait dans la gaine de charge d'espace. Nous allons pouvoir déterminer la tension  $V$  et ainsi obtenir l'impédance caractéristique  $Z_0$  indispensable pour le calcul des composants de la ligne de transmission. Notons que dans le plasma, le champ  $E_z$  est plus grand que le champ  $E_r$  lorsque la densité électronique est basse et lorsque la densité électronique est élevée le champ  $E_r$  est supérieur au champ  $E_z$ .

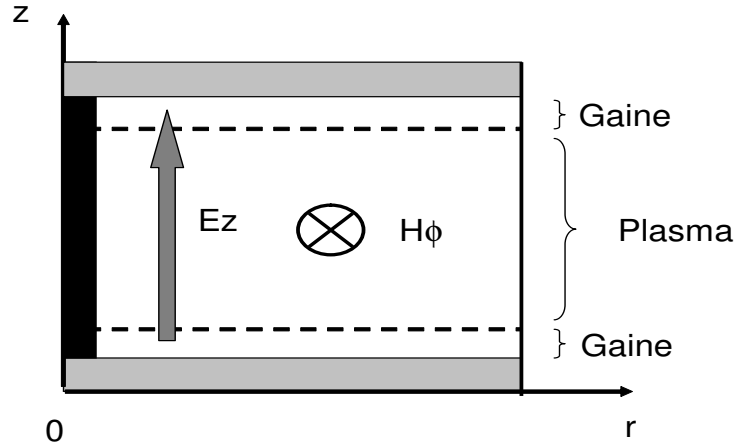


FIG. 3.7 – Champs électrique et magnétique d'une onde TEM dans un réacteur capacitif.

Dans la limite basse pression  $\nu_m \ll \omega$  (très peu de collisions), nous allons considérer le cas idéal d'une ligne de transmission où les éléments dissipatifs tels que la résistance  $R$  et la conductance  $G$  sont considérés comme nuls. Ceci implique que dans le régime harmonique l'impédance en série est donnée par



$Z' = jL'\omega$  et l'admittance en parallèle est donnée par  $Y' = jC'\omega$ . Il en résulte que l'impédance caractéristique  $Z_0$  (3.2) et la constante de propagation  $\gamma$  (3.3) deviennent :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (3.31)$$

et

$$\gamma = j\omega\sqrt{L'C'} \quad (3.32)$$

Dans le cas d'une ligne sans perte nous avons  $k = \beta_* = \omega\sqrt{L'C'}$ .

Finalement, pour obtenir analytiquement l'inductance  $L'$  et la capacité  $C'$ , nous devons résoudre le système suivant :

$$\begin{cases} Z_0 = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \\ k = \omega\sqrt{L'C'} \end{cases} \quad (3.33)$$

Grâce à l'approximation quasi TEM, nous pouvons déterminer l'impédance caractéristique  $Z_0$  qui est le rapport de la chute de potentiel dans la gaine sur le courant circulant dans l'électrode. En notant que  $V = \text{Re} \left( \tilde{V} H_0^{(2)}(kr) e^{j\omega t} \right)$  et  $I = \text{Re} \left( \tilde{I} H_1^{(2)}(kr) e^{j\omega t} \right)$ , nous obtenons pour l'impédance caractéristique :

$$\frac{\tilde{V}}{\tilde{I}} = Z_0 = \frac{-2 \int_{z=0}^{z=l} \tilde{E}_z(z) dz}{2\pi r \tilde{H}_\phi(z=l)} \quad (3.34)$$

En utilisant les relations (3.29), (3.33) et (3.34), nous obtenons finalement d'une part l'inductance  $L'$  par unité de longueur :

$$\begin{aligned} L' &= \mu_0 \frac{s}{\pi r} \left( 1 + \frac{\delta}{s} \tanh \frac{d}{\delta} \right) \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\delta}{s} \tanh \frac{d}{\delta} \right) \\ &\approx \mu_0 \frac{s}{\pi r} \left( 1 + \frac{\delta}{s} \tanh \frac{d}{\delta} \right) \end{aligned} \quad (3.35)$$

et d'autre part la capacité  $C'$  par unité de longueur :

$$C' = \frac{\varepsilon_0 \pi r}{s} \left( 1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\delta}{s} \tanh \frac{d}{\delta} \right)^{-1} \approx \frac{\varepsilon_0 \pi r}{s} \quad (3.36)$$

Nous pouvons faire deux remarques par rapport à ces résultats. La première concerne la capacité  $C'$  : le deuxième terme en  $\omega^2/\omega_{pe}^2$  provient de l'inertie des électrons du plasma et bien que celui-ci soit négligeable, nous devons considérer que la capacité  $C'$  dépend de la densité électronique  $n_e$  et de la tension d'excitation  $V$  par l'intermédiaire de  $s$  (voir Child law). La deuxième remarque concerne l'inductance  $L'$  : lorsque  $n_{e0}$  tend vers 0 ( $\delta \rightarrow \infty$ ), alors celle-ci tend vers l'inductance totale de la ligne dans le cas du vide, comme il se doit :

$$L' = \frac{\mu_0}{\pi r} l \quad (3.37)$$

### *Dissipations dans le plasma (Approche perturbative)*

Bien que nous ayons supposé que notre ligne de transmission était idéale pour calculer  $C'$  et  $L'$ , nous allons tout de même déterminer la résistance  $R'$  et la conductance  $G'$  de notre système. En réalité, l'onde ne se propage pas dans la gaine mais à l'interface plasma/gaine. L'approche perturbative est pertinente car  $R' \ll L'\omega$  et  $G' \ll C'\omega$ . Nous en déduisons alors que les caractéristiques de propagation de l'onde ne dépendent que très peu de  $G'$  et  $R'$ . Les termes de dissipation seront obtenus à partir du calcul de la puissance dissipée, respectivement par le champ électrique induit  $\tilde{E}_r(z)$  et par le champ électrique capacitif  $\tilde{E}_z(z)$ .

La puissance par unité de longueur perdue par les électrons par chauffage inductif est :

$$P'_{\text{ind}} = \frac{dP_{\text{ind}}}{dr} = \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left[ \int_{z=-d}^{z=d} \tilde{J}_r(z) \cdot \tilde{E}_r^*(z) 2\pi r dz \right] \quad (3.38)$$

Ce qui après intégration donne :

$$P'_{\text{ind}} = \frac{A^2(\pi r)}{2\sigma_{dc}} \left[ \frac{1}{\delta} \sinh \frac{2d}{\delta} - \frac{2d}{\delta^2} \right] \left| H_1^{(2)}(kr) \right|^2 \quad (3.39)$$

où  $\sigma_{dc} = (e^2 n_e / m_e \nu_m)$  est la conductivité dc du plasma.

En égalisant cette puissance dissipée avec  $\frac{1}{2} R'_{\text{ind}} |I|^2$ , où le courant  $I$  est le courant circulant dans l'électrode donné par  $I = 2\pi r \tilde{H}_\phi^g(z=l)$ , nous

obtenons à partir de la relation (3.39) :

$$R'_{\text{ind}} = \frac{1}{\sigma_{dc}(2\pi r)\delta} \left[ \frac{\sinh(2d/\delta) - (2d/\delta)}{1 + \cosh(2d/\delta)} \right] \quad (3.40)$$

De la même façon la puissance par unité de longueur perdue par les électrons par chauffage capacitif est :

$$P'_{\text{ohm}} = \frac{A^2 k^2 (\pi r)}{2\sigma_{dc}} \left[ \delta \sinh\left(\frac{2d}{\delta}\right) + 2d \right] \left| H_0^{(2)}(kr) \right|^2 \quad (3.41)$$

En égalisant cette puissance dissipée avec  $\frac{1}{2} G' |V|^2$ , où la tension est donnée par  $V = -2 \int_{z=0}^{z=l} \tilde{E}_z(z) dz$  (différence de tension entre les deux électrodes), nous obtenons à partir de la relation (3.41) :

$$G' = \frac{\omega^2 \varepsilon_0^2 (2\pi r)}{4\sigma_{dc} s^2} \left[ \frac{\delta \sinh(2d/\delta) + 2d}{1 + \cosh(2d/\delta)} \right] \quad (3.42)$$

La figure (3.8) représente un élément de la ligne de transmission qui modélise la décharge capacitive.

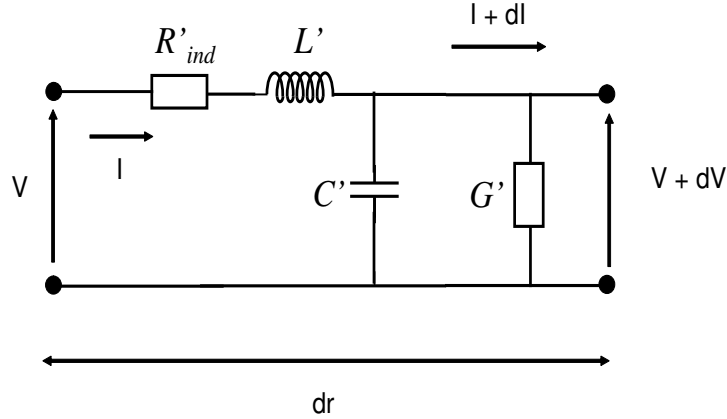


FIG. 3.8 – Élément constitutif d'une ligne de transmission équivalente à une décharge plasma dans le régime électromagnétique.

L'hypothèse d'une onde quasi TEM nous a finalement permis de construire un élément de la ligne de transmission décrivant la décharge capacitive. Nous

allons tout d'abord transformer cet élément de façon à ce qu'il puisse être plus facile à intégrer dans la résolution numérique. Ensuite, dans l'optique d'avoir un modèle le plus réaliste possible, nous introduirons de nouveaux éléments de dissipation tels que le chauffage stochastique par exemple.

### 3.2.1 Circuit équivalent d'une ligne de transmission

Pour faciliter la résolution numérique de la ligne de transmission, nous allons la modifier de façon à ce que les deux branches parallèles contenant la capacitance  $C'$  et la conductance  $G'$  forme une seule et même branche parallèle équivalente. Pour cela écrivons l'impédance équivalente de l'admittance  $Y = G' + j\omega C'$ , soit :

$$Z_{eq} = \frac{G' - jC'\omega}{G'^2 + (C'\omega)^2} \quad (3.43)$$

Nous considérons les termes de dissipation ( $R$  et  $G'$ ) comme de faibles perturbations du système d'où  $C'\omega \gg G'$  et finalement l'impédance équivalente  $Z_{eq}$  s'écrit :

$$Z_{eq} = \frac{G'}{(C'\omega)^2} + \frac{1}{jC'\omega} \quad (3.44)$$

Celle-ci s'écrit comme l'association d'un condensateur  $C'$  et d'une résistance en série que nous nommerons  $R'_{ohm} = G' / (C'\omega)^2$ .

L'élément de la nouvelle ligne de transmission décrivant la décharge capacitive est représenté sur la figure (3.9).

### 3.2.2 Autres dissipations

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il existe un mécanisme de chauffage des électrons, autre que le chauffage ohmique, qui permet d'entretenir une décharge capacitive à basse pression : c'est le chauffage stochastique. Dans le but de déterminer la résistance correspondant à ce phénomène de chauffage, nous utiliserons le fait que dans une gaine la puissance moyenne par unité de surface perdue par dissipation stochastique est donnée, dans le cas du modèle inhomogène de la gaine de charge d'espace, [20], par la relation :

$$\overline{S}_{stoc} \approx K_{stoc} \left( \frac{m_e}{e} \right)^{1/2} \varepsilon_0 \omega^2 T_e^{1/2} \frac{|V|}{2} \quad (3.45)$$

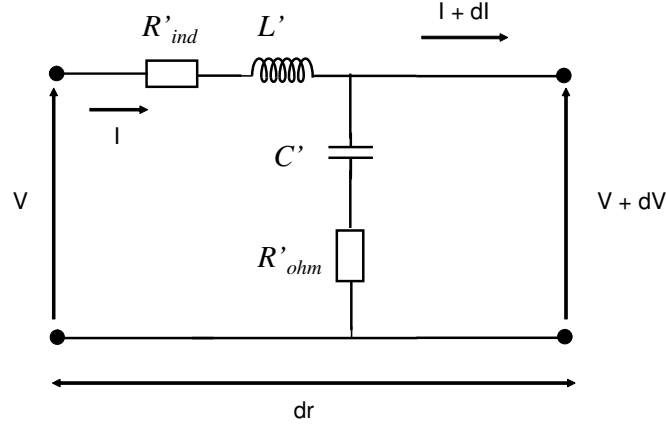


FIG. 3.9 – Nouvel élément constitutif d'une ligne de transmission équivalente à une décharge plasma dans le régime électromagnétique.

De plus, bien que nous considérerons que les gaines de charge d'espace à très basse pression contiennent très peu de particules, nous pouvons inclure un chauffage ohmique dans la gaine de charge d'espace (également développé par Lieberman et Lichtenberg[20]) :

$$\bar{S}_{ohm,sh} \approx K_{ohm,sh} \frac{m_e}{2e} \varepsilon_0 \omega^2 \nu_m s K_{cap} \frac{|V|}{2} \quad (3.46)$$

Nous voulons ajouter en série dans la branche en parallèle de la ligne de transmission, les nouvelles résistances. Pour cela nous devons résoudre dans le cas général la relation :

$$\bar{S} 2 \pi r dr = \frac{1}{2} \frac{R'}{dr} |dI|^2 \quad (3.47)$$

où  $\bar{S}$  est la puissance moyenne dissipée par unité de surface et  $|dI| = \omega C' dr |V|$  est l'intensité du courant circulant à travers la résistance. Finalement nous obtenons à partir des relations (3.45), (3.46) et (3.47) :

$$R'_{stoc} = \frac{2K_{stoc} (m_e T_e)^{1/2} s^2}{e^{1/2} \varepsilon_0 \pi r |V|} \quad (3.48)$$

et

$$R'_{ohm,sh} = \frac{K_{cap} K_{ohm,sh} m_e \nu_m s^3}{\varepsilon_0 e \pi r |V|} \quad (3.49)$$

• Nous devons également inclure la résistance due à la dissipation des ions [20]. La puissance moyenne ionique dans le cas d'une gaine est donnée par :

$$\bar{S}_i \approx eh_i n_e u_B K_v \frac{|V|}{2} \quad (3.50)$$

Ceci conduit, en utilisant la relation précédente (3.47), à la résistance suivante :

$$R'_i = \frac{2K_v eh_i n_e u_B s^2}{\omega^2 \varepsilon_0^2 \pi r |V|} \quad (3.51)$$

Les valeurs des coefficients  $K_{stoc}$ ,  $K_{cap}$ ,  $K_{ohm,sh}$  et  $K_v$  dans le cas d'une gaine de charge d'espace avec collisions et sans collision, sont données dans le tableau n°1.

$K$	Sans collisions	Collisions
$K_{ohm}$	1.73	1.73
$K_{ohm,sh}$	0.407	0.236
$K_{cap}$	1.23	1.52
$K_v$	0.83	0.78
$K_{cl}$	0.83	$1.68 (\lambda_i / s_m)^{1/2}$
$K_{stoc}$	0.45	0.61

Tableau n°1[20]

Finalement, la résistance capacitive est définie par :

$$R'_{cap} = R'_{ohm} + 2R'_{stoc} + 2R'_{ohm,sh} \quad (3.52)$$

Et la résistance totale en série dans la branche en parallèle de la ligne de transmission par :

$$R'_{tot} = R'_{cap} + 2R'_i \quad (3.53)$$

Pour résumer, les équations des Télégraphistes régissant la tension et le courant le long de la ligne de transmission s'écrivent finalement :

$$\begin{cases} \frac{dV}{dr} = -ZI \\ \frac{dI}{dr} = -YV \end{cases} \quad (3.54)$$

où  $Z = R'_{ind} + j\omega L'$  et  $Y = \left(R'_{tot} + \frac{1}{j C' \omega}\right)^{-1}$ . La ligne de transmission équivalente modélisant la décharge capacitive est représentée sur la figure (3.10).

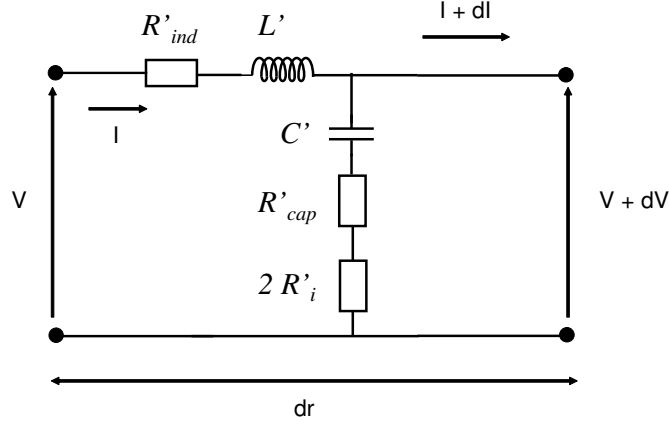


FIG. 3.10 – Élément final constitutif d'une ligne de transmission équivalente à une décharge plasma dans le régime électromagnétique.

### 3.2.3 Résolution et résultats

Nous allons résoudre de façon autocohérente et couplée les équations des Télégraphistes (3.54) ainsi que les relations permettant d'obtenir les paramètres plasma tels que la température électronique  $T_e$ , la densité électronique  $n_e$  et la taille de la gaine  $s$  qui sont obtenus respectivement à partir (i) d'un bilan de particules, (ii) d'un bilan énergétique des électrons et (iii) d'une loi de Child relative à une gaine de charge d'espace. Le système des équations des Télégraphistes (3.54) est un système non linéaire puisque  $Z$  l'impédance série et  $Y$  l'admittance parallèle, par l'intermédiaire de  $R'_{ind}$ ,  $L'$ ,  $R'_{tot}$  et  $C'$ , sont fonctions de la tension d'excitation  $V$  ainsi que des trois paramètres plasma ( $T_e$ ,  $n_e$  et  $s$ ). Ce système sera résolu uniquement de façon numérique. Nous imposerons pour le résoudre une condition initiale qui sera un couple de tension et de courant  $(V, I)$ , choisi en tenant compte du fait que par symétrie, la tension est maximale au centre de la décharge et le courant est

nul, soit  $\tilde{V}(r=0) = V_0$  et  $\tilde{I}(r=0) = 0$ .

- Nous étudierons deux cas qui s'appuient sur la comparaison entre la valeur du rayon  $R$  des électrodes et la longueur de relaxation de l'énergie des électrons  $\lambda_e$ . Cette dernière est obtenue à partir de l'équation de Vlasov [20] :

$$\lambda_e(v_e) = \frac{v_e}{\sqrt{3} \nu_m \nu_{\text{inel}}} \quad (3.55)$$

où  $v_e$  est la vitesse des électrons,  $\nu_m$  le coefficient de collisions électron-neutre et  $\nu_{\text{inel}}$  le coefficient correspondant aux pertes d'énergie par excitation, ionisation, etc. A basse pression, nous aurons  $R \ll \lambda_e$  et nous parlerons d'un modèle global, sous-entendu que la puissance est déposée de façon globale, tandis qu'à plus haute pression, lorsque  $R \gg \lambda_e$ , nous parlerons d'un modèle local où le dépôt de puissance est local. Pour chaque modèle nous détaillerons l'ensemble des équations permettant de déterminer respectivement la densité électronique  $n_e$ , la température électronique  $T_e$  et la taille de la gaine de charge d'espace  $s$  ainsi que la méthode de résolution du système. Enfin, nous présenterons les résultats d'une décharge capacitive dont nous fixons les paramètres géométriques tels que la distance entre les électrodes  $2l$ , leur rayon  $R$  ainsi que la pression  $p$  dans son enceinte. Puis nous présenterons les résultats où nous avons fait varier la tension d'excitation  $V$ , la fréquence d'excitation  $f$  et la taille des électrodes du réacteur.

### Modèle global ( $R \ll \lambda_e$ )

Dans ce régime, la longueur de relaxation de l'énergie électronique  $\lambda_e$  est très grande devant le rayon de la décharge  $R$  ce qui correspond à une décharge très basse pression (1 à 50 mTorr). Nous parlons alors de régime non local ou global dans lequel le bilan d'énergie déterminant la densité électronique s'effectue de façon intégrée sur tout le volume du réacteur. La température électronique  $T_e$  sera uniforme suivant  $r$  et  $z$ . Dans le cas d'un problème de diffusion à basse pression, une bonne approximation du profil radial de la densité électronique  $n_e$  a été obtenue par Godyak [8] :

$$n_e(r) = n_{e0} \left[ 1 - (1 - h_R^2) \frac{r^2}{R^2} \right]^{1/2} \quad (3.56)$$

où  $n_{e0}$  est la densité électronique au centre de la décharge,  $R$  le rayon de la décharge et  $h_R$  le rapport de la densité électronique entre le centre et le bord



de la décharge (c'est l'équivalent de  $h_l$  pour la direction radiale). Ce rapport est défini par :

$$h_R = 0.8 \left( 4 + \frac{R}{\lambda_i} \right)^{-1/2} \quad (3.57)$$

- La densité électronique au centre du réacteur  $n_{e0}$  est déterminée à partir d'un bilan énergétique global, entre la puissance absorbée  $P_e$  et la puissance perdue  $P_{loss}$  par les électrons, soit à l'équilibre  $P_e = P_{loss}$ . La puissance absorbée par les électrons inclut les deux modes de chauffage qui sont respectivement le chauffage capacitif  $P_{cap}$  et le chauffage inductif  $P_{ind}$ , soit :

$$P_e = P_{cap} + P_{ind} = \frac{1}{2} \int_0^R R'_{cap} \left| \frac{dI}{dr} \right|^2 + \frac{1}{2} \int_0^R R'_{ind} |I|^2 \quad (3.58)$$

La puissance perdue par les électrons, est la puissance totale perdue par paire électron ion créée, s'écrit :

$$P_{loss} = 2 n_{e0} u_B (\pi R^2 h_l + 2\pi R d h_R) \varepsilon_T(T_e) \quad (3.59)$$

où  $\varepsilon_T(T_e)$  est l'énergie totale perdue par paire électron ion créée. Cette puissance perdue est une fonction de la température électronique  $T_e$ , qui est déterminée à partir du bilan de particules.

- A l'état stationnaire, les électrons créés en volume dans le réacteur par ionisation sont contrebalancés par leur perte en surface (électrodes). Ceci conduit au bilan global de particules :

$$n_g K_{iz} \pi R^2 d = u_B (\pi R^2 h_l + 2 \pi R d h_R) \quad (3.60)$$

où  $K_{iz}$  est le coefficient d'ionisation donné en annexe A.

- De plus, la loi de Child qui lie la taille de la gaine de charge d'espace  $s$  avec la tension  $V$  et la densité électronique  $n_e$  s'écrit dans le cas d'une décharge sans collision [20] :

$$s^2 = \frac{\varepsilon_0 K_{cl}}{e h_l n_e u_B K_{cap}^2} \left( \frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \left( \frac{K_v |V|}{2} \right)^{3/2} \quad (3.61)$$

### **Méthode de Résolution**

Le but du modèle global est de déterminer la densité électronique au centre de la décharge  $n_{e0}$  à l'équilibre, c'est-à-dire lorsque la puissance moyenne absorbée par les électrons  $P_e$  compense la puissance moyenne perdue par les électrons  $P_{loss}$  lors de la création d'une paire électron-ion.

Nous choisissons, dans un premier temps, un couple de tension et de courant ( $V_0, I_0 = 0$ ) au centre de la décharge qui est la condition initiale des équations des Télégraphistes, ainsi qu'un vecteur de différentes valeurs de la densité électronique au centre de la décharge  $n_{e0}$ .

La méthode de résolution que nous allons expliciter maintenant n'est valable que pour une seule valeur de la densité électronique  $n_{e0}$ , c'est-à-dire un seul profil de la densité électronique  $n_e(r)$ . Tout d'abord, nous considérons que la taille de la gaine  $s$  est très petite devant la taille du plasma ( $d \approx l$ ) ce qui nous permet, à partir du bilan particulaire (3.60) de calculer une température électronique  $T_e$  qui sera indépendante radialement. Il en résulte que la gaine de charge d'espace  $s$  d'après la loi de Child (3.61) n'est plus qu'une fonction de  $r$  et de  $V$ . Connaissant  $T_e$ , la densité électronique  $n_e(r)$  et la gaine de charge d'espace  $s(r, V)$ , nous pouvons calculer la valeur du courant  $I$  ainsi que la valeur de la tension  $V$  à travers la décharge en résolvant les équations des Télégraphistes (3.54). La connaissance de  $V$  nous permettra de recalculer la véritable taille de la gaine  $s$  et la véritable température électronique  $T_e$ . Après nous calculerons la puissance absorbée de façon capacitive  $P_{cap}$  et de façon inductive  $P_{ind}$  (et par la même occasion la puissance totale absorbée par les électrons  $P_e = P_{cap} + P_{ind}$ ), puis la puissance perdue  $P_{loss}$ .

Finalement pour chaque valeur de la densité électronique au centre de la décharge  $n_{e0}$  nous disposons de  $P_e$  et de  $P_{loss}$ . L'intersection de ces deux dernières grandeurs nous indiquera la valeur de la densité électronique de fonctionnement du réacteur.

### **Résultats**

- Sur la figure (3.11 a)) nous avons tracé les différents types de puissance (inductive, capacitive, perdue par les électrons et absorbée par les électrons) en fonction de la densité électronique  $n_{e0}$  au centre du réacteur. Celui-ci possède des électrodes de rayon  $R=15$  cm séparées par une distance  $2l=4$  cm. Le gaz est de l'argon et la pression dans l'enceinte du réacteur est fixée à 30 mTorr. Le générateur alimentant le réacteur délivre un couple de tension courant (60 V, 0 A) au centre de la décharge à la fréquence de 200 MHz. L'intersection des courbes  $P_e$  et  $P_{loss}$  nous donne la densité  $n_{e0}$  à l'équilibre,

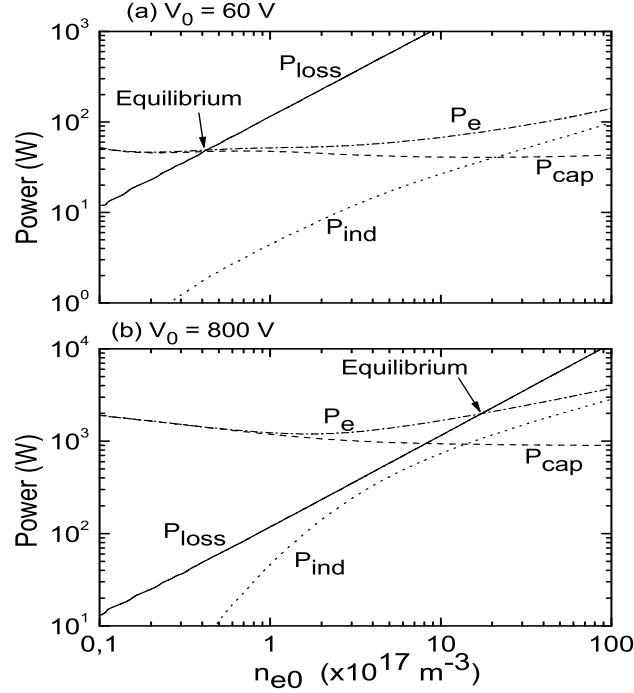


FIG. 3.11 – Puissance absorbée et perdue en fonction de la densité électronique au centre de la décharge  $n_{e0}$  pour une décharge capacitive 30mTorr excitée à 200 MHz avec des électrodes de rayon  $R=15$  cm et séparées d’une distance  $2l=4$ cm, pour une tension  $V_0=60$  V (a) et  $V_0=800$  V (b).

c’est à dire la densité électronique de fonctionnement. Nous constatons qu’à cette tension, le chauffage capacitif domine le chauffage inductif, donc nous sommes dans un mode de chauffage E. Cependant, à haute tension, le chauffage inductif domine le chauffage capacitif, nous sommes alors dans un mode de chauffage H comme nous pouvons le voir sur la figure (3.11 b)) où le couple de tension courant est (800 V, 0A). Ceci nous permet de dire que la décharge subit une transition d’un mode capacitif (E) vers un mode inductif (H). Contrairement aux décharges inductives [47, 48], la transition n’est pas clairement définie. Nous décidons de définir la transition du mode E vers le mode H (ou transition E-H) lorsque le chauffage inductif est égal au chauffage capacitif, soit  $P_{ind} = P_{cap}$ .

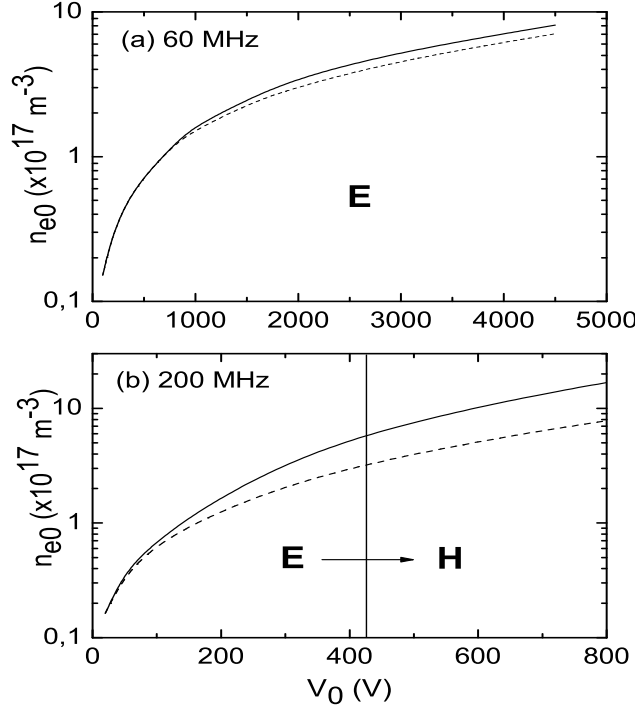


FIG. 3.12 – Densité électronique  $n_{e0}$  en fonction de la tension d'excitation  $V_0$  pour une fréquence d'excitation de  $f=60 \text{ MHz}$  (a) et  $f=200 \text{ MHz}$ (b) ; la ligne pointillée correspond à la densité électronique obtenue lorsque le chauffage inductif est ignoré.

- Sur la figure ((3.12)) nous avons tracé, la densité électronique  $n_{e0}$  au centre de la décharge obtenue à l'équilibre ( $P_e = P_{loss}$ ) en fonction de la tension d'excitation  $V$ , pour deux fréquences d'excitation qui sont respectivement 60 MHz (a) et 200 MHz (b). A la fréquence  $f=60 \text{ MHz}$ , la transition E-H n'est jamais atteinte tandis qu'à 200 MHz la transition est obtenue pour une tension de 420 V correspondant à une densité d'équilibre  $n_{e0} = 6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . Ceci nous fait remarquer que dorénavant, la transition E-H ne se produit pas uniquement à une densité électronique spécifique (pour une tension  $V$ ), mais dépend aussi de la fréquence. La ligne en pointillés représente la densité électronique  $n_{e0}$  au centre de la décharge (à l'équilibre) calculée en prenant uniquement en compte le chauffage capacitif. La comparaison de cette ligne

avec la ligne en trait plein nous montre que ne pas inclure le chauffage inductif dans le modèle entraîne une erreur non négligeable, surtout à haute fréquence.

- Avant d'examiner le rôle de la fréquence, rappelons que la tension et le courant ne sont pas uniformes radialement à cause de l'effet d'onde stationnaire. La tension  $V$  est maximale au centre de la décharge et décroît vers le bord de la décharge, à l'inverse du courant  $I$  qui est nul au centre de la décharge et qui croît vers le bord de la décharge. A très haute fréquence, la tension  $V$  et le courant  $I$  possèdent des maxima et des minima. Nous définirons  $R_1$  comme étant la première position où la tension est minimum (à l'inverse, le courant  $I$  sera maximum). Cette considération nous permettra d'énoncer que l'effet d'onde stationnaire sera considéré comme faible si  $R_1 \gg R$  et fort si  $R \ll R_1$ .

Nous traçons sur la figure (3.13 a)) le rapport de la puissance inductive  $P_{ind}$  sur la puissance capacitive  $P_{cap}$  en fonction de la densité électronique  $n_{e0}$ , au centre de la décharge, à l'équilibre (n'oublions pas que  $n_{e0}$  à l'équilibre varie avec la tension  $V_0$  appliquée) pour plusieurs fréquences d'excitation, dans le cas d'un réacteur possédant des électrodes de rayon  $R=0.15$  m (pour lequel l'effet d'onde stationnaire est faible). Le chauffage inductif est très faible à 27 MHz mais augmente avec la fréquence. La transition E-H est obtenue à partir de la fréquence d'excitation de 170 MHz.

- La dépendance en fréquence peut être comprise à partir d'un modèle analytique simplifié dans le cas d'un effet d'onde stationnaire faible. Considérons que (i) la densité électronique  $n_{e0}$  et (ii) la tension  $V$  soient indépendantes de la position radiale  $r$ . Ceci implique forcément que la taille de la gaine de charge d'espace  $s$ , par l'intermédiaire de la loi de Child (3.61), est aussi indépendante de la position radiale  $r$ . La deuxième équation des Télégraphistes (3.54),  $dI/dr = j\omega L'V$ , nous permet, en utilisant le fait que  $L' \approx \varepsilon_0 \pi r / s$ , de déterminer le courant  $I(r)$  dans le cas où la tension est constante  $V(r) = V_0$ , soit :

$$I(r) = \frac{\varepsilon_0 \pi r^2 \omega}{2s} V_0 = I_0 \frac{r^2}{R^2} \quad (3.62)$$

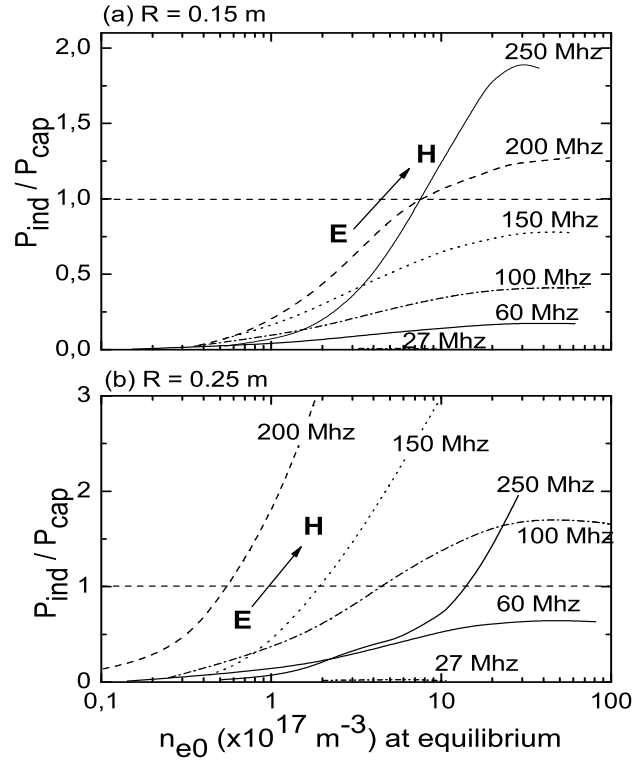


FIG. 3.13 – Rapport  $P_{ind}/P_{cap}$  en fonction de la densité électronique  $n_{e0}$  à l'équilibre pour différentes fréquences et dans le cas où  $R=15$  cm (a) et  $R=25$  cm (b).

Le chauffage inductif et capacitif est donné grâce à ces approximations par :

$$P_{ind} = \frac{1}{2} \frac{I_0^2}{R^2} \int_0^R R'_{ind} r^2 dr = \frac{1}{2} R'_{ind}(r=R) I_0^2 \frac{R}{5} \quad (3.63)$$

et

$$P_{cap} = \frac{1}{2} \frac{I_0^2}{R^4} \int_0^R R'_{cap} r^2 dr = \frac{1}{2} R'_{cap}(r=R) I_0^2 \frac{4}{3R} \quad (3.64)$$

Nous considérons qu'à basse pression le chauffage stochastique domine les autres formes de chauffage, soit  $R'_{cap} = R'_{ohm} + 2R'_{stoc} + 2R'_{ohm,sh} \approx 2R'_{stoc}$ . En utilisant la loi de Child pour éliminer  $s$ , nous obtenons le rapport de

la puissance inductive par rapport à la puissance capacitive dans la limite  $P_{ind} \ll P_{cap}$ , soit :

$$\frac{P_{ind}}{P_{cap}} \propto \nu_m h_l^{1/2} R^2 \omega \left[ \frac{\sinh(2d/\delta) - (2d/\delta)}{1 + \cosh(2d/\delta)} \right] \quad (3.65)$$

Cette approximation permet d'expliquer la plupart des variations de la figure (3.13 a)). En supposant une densité électronique constante, le chauffage inductif augmente avec la fréquence et si la fréquence est fixée, le rapport augmente avec la densité électronique et sature à haute densité électronique. L'équation prédit également une augmentation du chauffage inductif avec le rayon de la décharge qui se trouve être vérifiée si nous comparons le rapport du chauffage inductif sur le chauffage capacitif à la fréquence d'excitation 60 MHz dans le cas d'un réacteur dont les électrodes ont un rayon  $R=15$  cm (3.13 a)) et dans le cas d'un réacteur dont les électrodes ont un rayon  $R=25$  cm (3.13 b)).

La situation devient plus compliquée lorsque l'effet d'onde stationnaire est fort ( $R_1 \ll R$ ). Par exemple sur la figure (3.13 b)), nous notons que le rapport du chauffage inductif sur le chauffage capacitif est plus petit à 250 MHz qu'à 150 MHz, ce qui est en contradiction avec la discussion précédente. Pour comprendre ce phénomène, nous tracerons sur la figure (3.14) ce rapport en fonction de la fréquence d'excitation et pour une densité électronique d'équilibre constante fixée à  $n_{e0} = 5 \times 10^{17} m^{-3}$ . Le rapport augmente avec la fréquence tant que  $R_1 \gg R$ , puis il atteint son maximum à  $R_1 \approx R$  (en fait un peu après) et décroît pour  $R_1 \ll R$ . Ceci s'explique par le fait que lorsque  $R_1 \ll R$ , il existe un "noeud" de tension et un "ventre" de courant. Au-delà de cette valeur  $R_1$ , le rapport  $P_{ind}/P_{cap}$  diminue puisque le chauffage capacitif augmente comme la tension et le chauffage inductif diminue comme le courant.

### Modèle local ( $R \gg \lambda_e$ )

Dans ce régime, la longueur de relaxation de l'énergie électronique  $\lambda_e$  est très petite devant le rayon de la décharge  $R$ . Ceci correspond à une décharge à plus haute pression (50 à 150 mTorr). Nous parlons alors de régime "local" dans lequel le bilan d'énergie déterminant la densité électronique s'effectue tranche par tranche du plasma et la température électronique  $T_e$  sera uniquement fonction de  $r$ . Dans cette situation, le profil de densité électronique

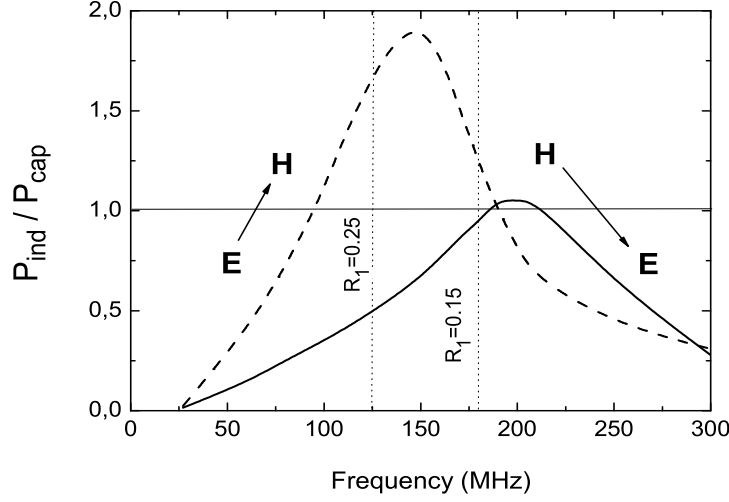


FIG. 3.14 – Rapport de la puissance inductive sur la puissance capacitive  $P_{ind}/P_{cap}$  en fonction de la fréquence pour une densité d'équilibre de  $n_{e0} = 5 \times 10^{17} m^{-3}$  dans le cas d'une décharge dont le rayon de l'électrode est  $R=15$  cm et  $R=25$  cm.

$n_e$  sera déterminé par la tension locale  $V$  et le courant local  $I$ .

- La densité électronique au centre du réacteur  $n_{e0}$  est déterminée à partir du bilan énergétique local, entre la puissance absorbée  $P_e$  et la puissance perdue  $P_{loss}$  par les électrons, soit à l'équilibre  $P_e = P_{loss}$ . La puissance absorbée par les électrons inclut les deux modes de chauffage qui sont respectivement le chauffage capacitif  $P_{cap}$  et le chauffage inductif  $P_{ind}$ , soit :

$$P_e = P_{cap} + P_{ind} = \frac{1}{2} R'_{cap} \left| \frac{dI}{dr} \right|^2 dr + \frac{1}{2} R'_{ind} |I|^2 \quad (3.66)$$

La puissance perdue par les électrons est équivalente à la puissance totale perdue par paire électron-ion créée et s'écrit :

$$P'_{loss} = 2n_{e0}u_B (\pi R^2 h_l) \varepsilon_T(T_e) \quad (3.67)$$

où  $\varepsilon_T(T_e)$  est l'énergie totale perdue par paire électron-ion créée. Cette puissance perdue est une fonction de la température électronique  $T_e$  déterminée



à partir du bilan de particules.

- A l'état stationnaire, les électrons créés en volume dans le réacteur par ionisation sont contrebalancés par leur perte en surface (électrodes). Ceci conduit au bilan local de particules :

$$n_g K_{iz} \pi R^2 d = u_B (\pi R^2 h_l) \quad (3.68)$$

où  $K_{iz}$  est le coefficient d'ionisation [20] donné en annexe. Puisque le bilan, qu'il soit particulaire ou énergétique, s'effectue localement, alors nous n'avons pas pris en considération les pertes en surface radiales.

- De plus, la loi de Child qui lie la taille de la gaine de charge d'espace  $s$  avec la tension  $V$  et la densité électronique  $n_e$  s'écrit, dans le cas d'une décharge avec collisions en remplaçant  $K_{cl}$  par  $1.68 (\lambda_i/s_m)^{1/2}$  dans la relation (3.61) :

$$s^2 = \frac{1}{K_{cap}^2} \left( \frac{\varepsilon_0 1.68 \lambda_i^{1/2}}{e h_l n_e u_B} \right) \left( \frac{2e}{m_i} \right)^{2/5} \left( \frac{K_v |V|}{2} \right)^{6/5} \quad (3.69)$$

### ***Méthode de résolution***

Le principe de résolution du modèle local est identique à celui du modèle global à part que nous résolvons de façon itérative notre système sur de petits intervalles fixes comme nous pouvons le voir sur la figure (3.15). Ceci nous permet d'obtenir à chaque position  $r$  dans la décharge la valeur de chaque paramètre tel que  $I, V, T_e, n_e$ , etc. Par exemple la densité électronique  $n_e$  sera la densité électronique à l'équilibre ( $P_e = P_{loss}$ ).

### ***Résultats***

Sur la figure (3.16) nous avons tracé l'évolution des profils radiaux de la densité électronique normalisée par rapport à la densité électronique au centre de la décharge, pour différentes tensions, dans le cas d'une décharge de rayon  $R=0.25$  m, à la pression de 150 mTorr et qui est alimenté par un générateur fonctionnant à la  $f=200$  MHz.

Pour des faibles tensions, la densité électronique est suffisamment faible pour que l'effet d'onde stationnaire domine. Il en résulte que celle-ci est maximale au centre de la décharge et décroît vers le bord, d'ailleurs le premier

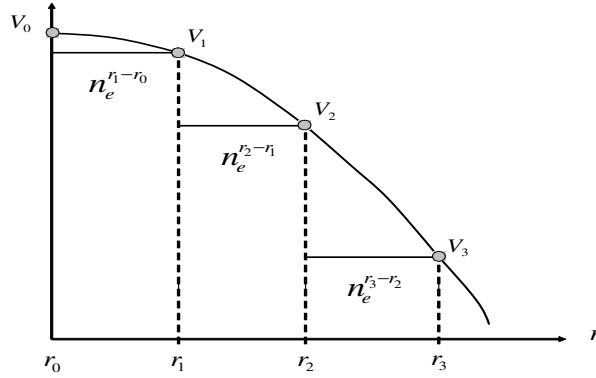


FIG. 3.15 – Résolution locale du modèle ligne de transmission.

noeud de tension est vers  $r=7.5$  cm. Lorsque nous augmentons la tension, la densité électronique augmente de sorte que l'effet de peau domine l'effet de l'onde stationnaire sur les bords de la décharge. Nous constatons également que le noeud de tension se déplace vers les  $r$  croissants comme l'avait prédit la relation (3.1).

Sur la figure (3.17), nous avons tracé le rapport du chauffage inductif  $P_{ind}$  sur le chauffage capacitif  $P_{cap}$  dans les mêmes conditions que la figure (3.16). Nous voyons que ce rapport augmente avec la tension d'excitation. A haute tension le chauffage inductif  $P_{ind}$  domine aux bords de la décharge puisque d'après la relation (3.66) le courant  $I$  circulant dans l'électrode est également maximum. Finalement, nous voyons qu'il est des situations où le centre du plasma est principalement dans le mode capacitif E, alors que les bords sont principalement dans le mode inductif H. Il y a donc une transition E-H spatiale entre le centre et le bord.

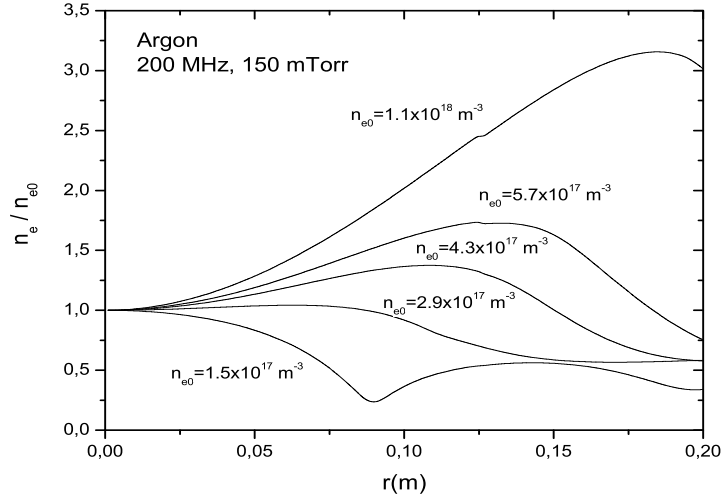


FIG. 3.16 – Densité électronique radiale normalisée à la densité électronique au centre de la décharge pour différentes tension d'excitation  $V_0 = 50, 100, 150, 200, 400$  V (soit différentes densités électroniques à l'équilibre). La fréquence d'excitation est  $f=200$  MHz, la pression d'argon dans l'enceinte est 150 mTorr et le rayon des électrodes est  $R=15$  cm.

## Résumé

\* Dans ce chapitre, nous avons présenté les bases d'un modèle autocohérent d'une décharge capacitive dans le régime dit électromagnétique (haute fréquence et haute densité). Nous avons montré que des phénomènes électromagnétiques, tels que l'effet d'onde stationnaire et l'effet de peau, conduisaient à des dépôts de puissance non uniformes très néfastes pour les procédés plasma. De plus, le réacteur capacitif fonctionne à haute fréquence, dans un nouveau régime électromagnétique (H). Nous avons vu aussi qu'il existait des transitions entre le mode électrostatique (E) et le mode électromagnétique (H), comme dans les réacteurs inductifs, qui sont globales à basse pression et locales à haute pression.

\* Nous allons tenter de vérifier expérimentalement les prédictions du modèle et pour cela nous avons conçu une sonde B-dot que nous insérerons dans

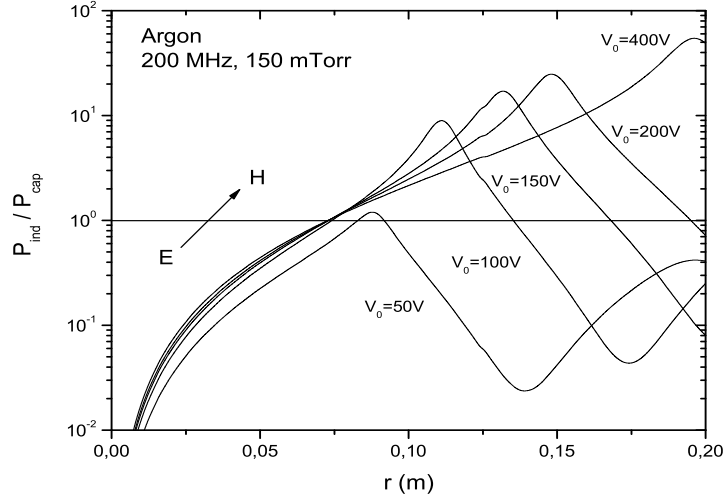


FIG. 3.17 – Rapport radial  $P_{ind}/P_{cap}$  pour différentes tension d'excitation  $V_0$  (soit différentes densité électronique à l'équilibre). La fréquence d'excitation est  $f=200$  MHz, la pression d'argon dans l'enceinte est 150 mTorr et le rayon des électrodes est  $R=15$  cm. Nous pouvons voir clairement la transition spatiale E-H à haute fréquence.

un réacteur capacitif conçu au laboratoire LPTP, qui nous permettra d'obtenir le profil radial du champ magnétique dans le plasma. Nous disposerons également d'une batterie de diagnostics qui nous permettra de déterminer le profil radial de la densité électronique à travers la décharge, ainsi que de connaître la valeur du courant circulant dans les électrodes en différents points de celle-ci. Un analyseur d'énergie des ions nous permettra de déterminer le profil de la distribution en énergie des ions, ainsi que la valeur du potentiel plasma  $V_p$ . La présentation du réacteur capacitif, des divers diagnostics, ainsi que des résultats, feront l'objet du chapitre suivant.



## Chapitre 4

# Description de l'expérience et résultats expérimentaux

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence l'existence du phénomène théorique de transition E-H dans une décharge capacitive radiofréquence dans le régime dit électromagnétique. Il serait souhaitable de pouvoir le démontrer expérimentalement et pour cela, il est nécessaire de concevoir un réacteur expérimental. Nous aurions pu reprendre le réacteur d'Amélie Perret utilisé durant sa thèse, mais la configuration de celui-ci, de par sa forme carré, ne permet pas de savoir si l'effet observé sur le profil du flux ionique, dans le cas haute densité (haute puissance), était dû à un effet de bord ou à la manifestation du phénomène de transition E-H. Pour lever l'ambiguïté, le choix de la géométrie de notre réacteur se porte naturellement vers un réacteur de forme cylindrique. De plus, la théorie développée au chapitre 3 est également en géométrie cylindrique.

Pour faciliter la conception du réacteur expérimental, nous avons tout d'abord simulé celui-ci grâce au logiciel Femlab. Son module électromagnétique nous permet de nous rapprocher le plus possible du modèle théorique développé puisqu'il nous permet de résoudre la propagation des ondes harmoniques TM dans notre système. Cependant, l'inconvénient majeur de ce type de simulation est que le modèle n'est pas autocohérent, c'est-à-dire que le bilan de puissance, le bilan de particules ainsi que la loi de Child ne sont pas pris en compte (nous devons alors fixer l'ensemble des paramètres et notamment les plus importants qui sont la densité électronique  $n_{e0}$  au centre de la décharge et la taille des gaines  $s_m$ ). Femlab nous permettra d'estimer un

paramètre important qui est l'impédance du réacteur à vide (sans plasma). Nous tracerons la réactance de notre système en fonction de la fréquence et nous en déduirons sa fréquence de résonance. A noter qu'il est également possible d'obtenir les profils radiaux et axiaux du champ électrique et magnétique.

Nous présenterons le réacteur expérimental conçu au laboratoire ainsi que les différents diagnostics que nous utiliserons, à savoir des sondes de courant et de tension, des sondes de flux ionique, un analyseur d'énergie ionique et une sonde B-dot pour mesurer le champ magnétique dans le plasma. Après la description de chaque diagnostic, nous présenterons les résultats obtenus dans diverses conditions de fonctionnement du réacteur. En conclusion, nous évoquerons les diverses expériences pouvant apporter des résultats intéressants que nous n'avons pas effectuées pour raison matérielle et par manque de temps.

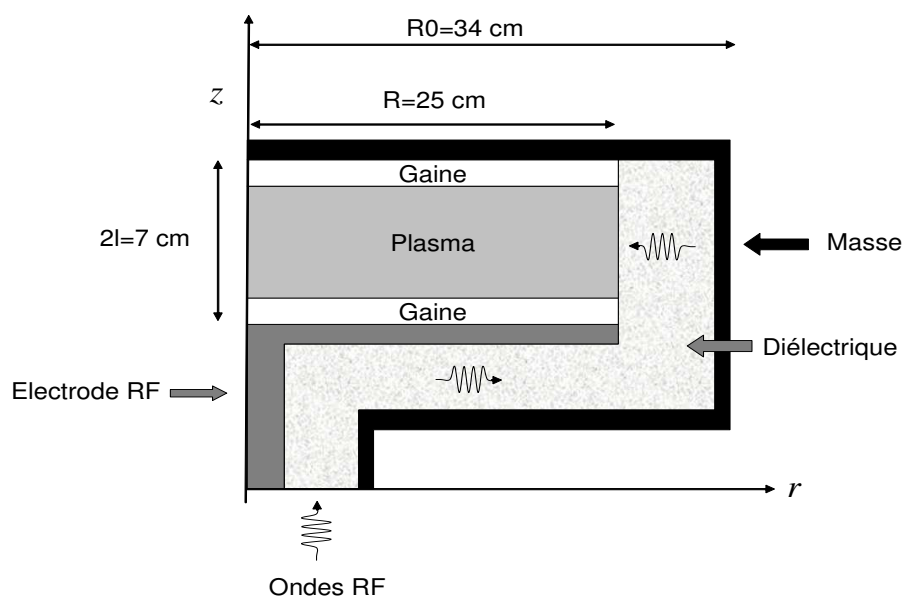


FIG. 4.1 – Coupe schématique axisymétrique du réacteur capacitif (modèle FEMLAB)

## 4.1 Modèle Femlab

Sur la figure (4.1) nous avons le schéma simplifié d'une coupe axisymétrique du réacteur capacitif cylindrique. Le réacteur de diamètre total  $d_0=64$  cm possède une électrode RF (électrode inférieure) de diamètre  $d=50$ cm et une contre-électrode (électrode supérieure) reliée à la masse. La distance entre les électrodes est  $2l=7$ cm. Nous pouvons distinguer trois régions dans notre réacteur :

- La première est le diélectrique, servant à confiner le plasma, constituée par du Téflon de permittivité relative  $\varepsilon_r=2.7$ .
- La deuxième est le plasma de longueur axiale  $d$  et de permittivité relative complexe définie par :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} \quad (4.1)$$

où  $\omega_{pe}$  est la pulsation électronique plasma et  $\nu_m$  le coefficient de collisions életron-neutre.

- La troisième et dernière région est composée des deux gaines de charge d'espace entourant le plasma, chacune de dimension  $s = (l - d)/2$ . Elles sont constituées par le vide de permittivité relative  $\varepsilon_r=1$ . A noter que la taille des gaines dépende de la puissance RF injectée dans le plasma et c'est pour cette raison que nous choisirons leur valeur à partir des résultats du modèle développé dans le chapitre précédent.

- Pour résoudre le système, nous devons spécifier trois types de conditions de bord (pour plus de détails concernant la modélisation sous Femlab, toutes les informations sont contenues dans la documentation du module électromagnétique [49]) :

- La condition de symétrie utilisée sur l'axe radial situé à mi-distance des électrodes :

$$\begin{aligned} H_\phi(r=0) &= 0 \\ E_r(r=0) = 0 &\Rightarrow \frac{\partial H_\phi(r=0)}{\partial r} = 0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

- La condition de conducteur parfait à toutes les interfaces entre le diélectrique et le conducteur parfait implique que le champ électrique tangentiel soit nul :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = 0 \quad (4.3)$$



- Enfin, au port d'entrée en  $z = 0$ , l'énergie envoyée par l'intermédiaire d'une onde électromagnétique TM dans le réacteur. Le champ magnétique de l'onde TM aura pour forme :

$$H_\phi = \frac{I}{2 \pi r} \quad (4.4)$$

où  $I$  est le courant circulant dans le système.

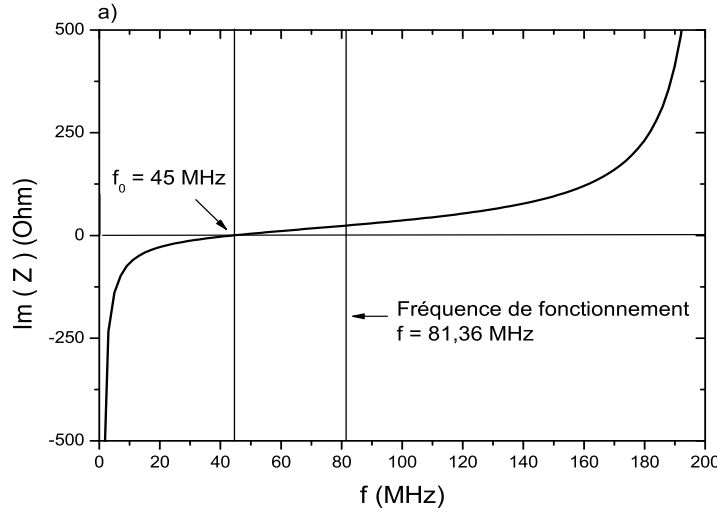


FIG. 4.2 – Partie imaginaire de l'impédance  $Z$  du réacteur à vide (sans plasma).

• La première chose importante à déterminer est la fréquence de résonance du réacteur à vide (sans plasma). Soit  $Z_r$  l'impédance de celui-ci, trouver sa résonance consiste à déterminer la fréquence  $f_0$  pour laquelle la partie imaginaire de  $Z_r$  s'annule. L'impédance du réacteur s'écrit sous la forme :

$$Z_r = Z_0 \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (4.5)$$

où  $\Gamma$  est le coefficient de réflexion et  $Z_0$  l'impédance caractéristique du port d'entrée (en général 50 Ohm). Femlab détermine la valeur du coefficient  $\Gamma$  à

partir des valeurs de champ magnétique :

$$\Gamma = \frac{H_{\phi(incident)} - H_{\phi}}{H_{\phi(incident)}} \quad (4.6)$$

Sur la figure (4.2), nous avons tracé la partie imaginaire de  $Z_r$  (réactance) en fonction de la fréquence. Nous constatons que la fréquence de résonance du réacteur à vide (sans plasma) est  $f_0=45$  MHz. Nous en déduisons d'une part que l'utilisation d'un générateur RF de fréquence 81.36 MHz ne sera pas un problème puisque nous ne serons jamais à la fréquence de résonance et d'autre part qu'à cette fréquence, le réacteur est de nature inductive. A noter qu'en présence d'un plasma, la fréquence de résonance est plus petite que dans le cas où le réacteur est à vide.

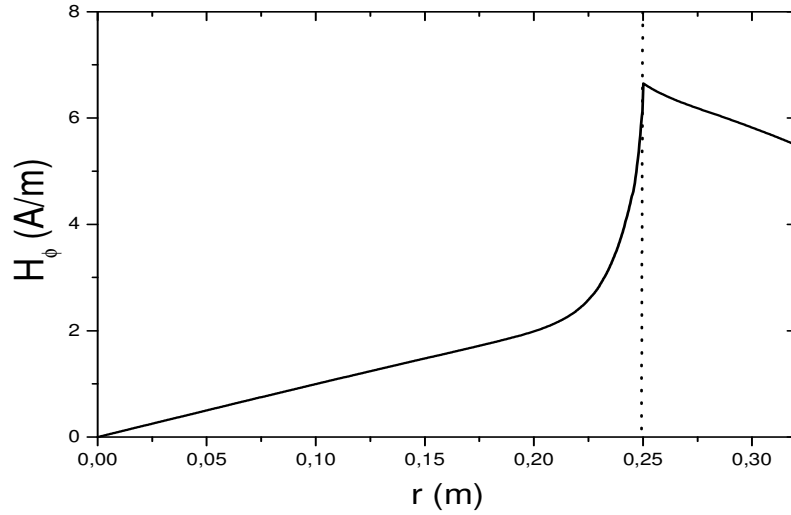


FIG. 4.3 – Profil radial du champ magnétique au centre du réacteur

- FEMLAB nous permet également de tracer les profils radiaux et axiaux des champs électromagnétiques dans le réacteur. Par exemple, nous avons tracé sur la figure (4.3), le profil radial du champ magnétique au centre de la décharge pour un plasma d'argon ( $p=30$  mTorr). La densité électronique est constante dans tout le réacteur et égale à  $n_e = 1 \times 10^{11} cm^{-3}$ , de plus, la température électronique est de  $T_e = 3$  eV. Le générateur envoie une onde de puissance de 100 W à la fréquence d'excitation de 81.36 MHz. Le champ est nul au centre du réacteur et augmente vers les bords de celui-ci. La ligne en pointillé indique la séparation entre le plasma et le diélectrique.

## 4.2 Réacteur expérimental

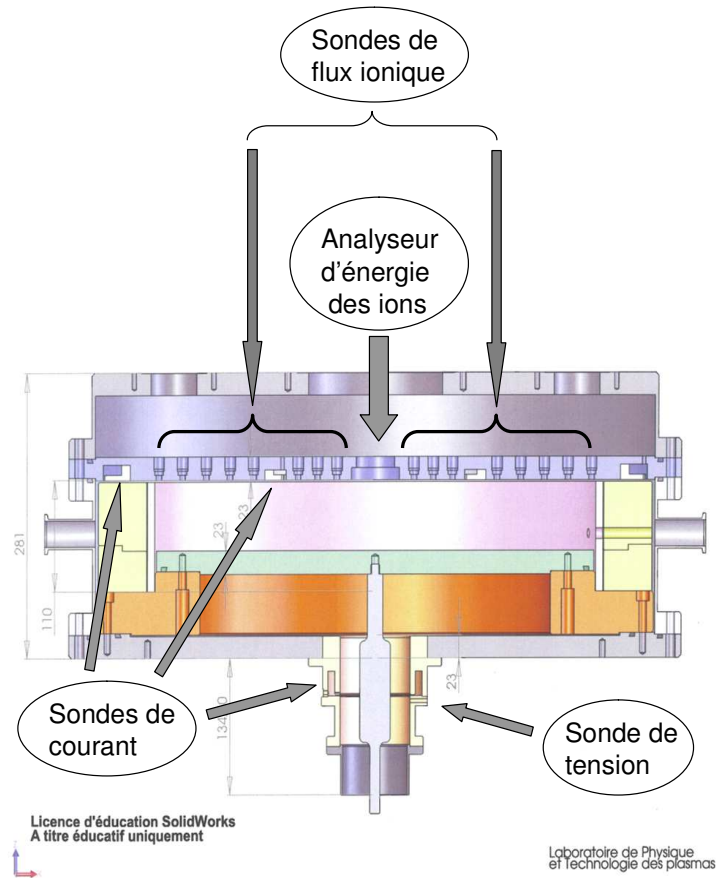


FIG. 4.4 – Schéma du réacteur capacitif construit au laboratoire et diagnostics de mesure.

Finalement, au vu des résultats donnés par Femlab, nous avons choisi de construire un réacteur aux mêmes dimensions que le réacteur simulé. Nous pouvons rajouter que l'arrivée de la RF se fait au centre de l'électrode d'excitation (en un seul point) par l'intermédiaire d'une tige métallique dont une partie est vissée à l'électrode et l'autre partie branchée sur la sortie de la boîte d'accord. La contre-électrode reliée à la masse repose sur quatre colonnettes. Nous avons à notre disposition un certain nombre de diagnostics électriques tels que des sondes de flux d'ions permettant d'obtenir un profil

radial de la densité électronique du plasma  $n_e$  à travers la décharge, un analyseur d'énergie des ions qui permet d'obtenir la fonction de distribution en énergie des ions (fdei) ainsi que le potentiel plasma  $V_p$ , et pour finir une sonde de tension et des sondes de courant disposées en différents endroits du réacteur. Ces dernières nous permettront d'obtenir un profil radial du courant dans l'électrode. Sur la figure (4.4) nous présentons un schéma plus détaillé, du réacteur capacitif dessiné par Jean Guillon (ingénieur de recherche au laboratoire LPTP) ainsi que la position des différents diagnostics que nous utiliserons. De nombreux fils électriques seront reliés aux connectiques de mesure, installés sur la partie externe supérieure du réacteur, par l'intermédiaire d'un passage électrique étanche placé sous le couvercle de l'enceinte. Ceci permettra de les protéger également de tout contact avec le plasma. Le plasma sera confiné par un cylindre de Teflon ( $\varepsilon_r = 2.2$ ) d'épaisseur environ 6 cm qui remplira l'espace entre le plasma et les parois latérales. Cette épaisseur doit être assez grande pour éviter des allumages entre l'électrode RF et les parois du réacteur.

A noter que la décharge n'est pas totalement symétrique, il en résulte qu'un potentiel continu  $V_{DC}$  se développera sur l'électrode RF. Cependant, ce potentiel devrait être faible puisque une barrière diélectrique, permettant de confiner le plasma, évite les courants de fuite. Il en résulte que bien que l'électrode à la masse soit plus grande que l'électrode d'excitation, le courant voit deux électrodes à peu près identiques en termes de surface. Nous allons calculer la valeur maximale du potentiel continu  $V_{DC}$  à partir d'un modèle simplifié de la décharge développé par Köhler *et al.*[50]. Ils montrèrent que ce potentiel continu était donné par :

$$V_{DC} = V_{RF} \left( \frac{C_t - C_w}{C_t + C_w} \right) \quad (4.7)$$

avec  $C_t$  et  $C_w$  la capacité de la gaine de charge d'espace moyennée dans le temps respectivement au niveau de l'électrode d'excitation et au niveau de la masse. Dans notre cas, nous avons  $C = \varepsilon_0 A/s$ , où  $A$  est l'aire de l'armature et  $s$  la taille de la gaine. En considérant que  $s_t \approx s_w$ , nous obtenons :

$$V_{DC} = V_{RF} \left( \frac{r_t^2 - r_w^2}{r_t^2 + r_w^2} \right) \quad (4.8)$$

où  $r_t$  et  $r_w$  sont respectivement le rayon de l'électrode d'excitation et le rayon de l'électrode à la masse. Nous avons  $r_t=25$  cm et  $r_w=31$  cm, dans

le cas où nous ne considérerions pas le diélectrique, ce qui entraînerait que  $V_{DC}/V_{RF} \approx -1/5$ . Ceci nous indique tout d'abord que la valeur de  $V_{DC}$  est faible en comparaison avec la tension  $V_{RF}$  mais pas au point d'être négligé lors du calcul du potentiel plasma. Il serait intéressant de pouvoir déterminer expérimentalement cette valeur.

## **Le pompage**

Le vide, dans l'enceinte du réacteur, est assuré par une ligne de pompage comprenant deux pompes en série. Une première pompe primaire à palettes Balzers de débit 8.3 l/s que nous utilisons depuis la pression atmosphérique jusqu'à 1 Torr environ et une deuxième pompe turbomoléculaire Pfeiffer d'aspiration 520 l/s qui nous permet d'atteindre un vide limite dans le réacteur de l'ordre du  $\mu$ Torr.

## **La distribution des gaz et la mesure de la pression**

Nous utiliserons toujours l'argon comme gaz expérimental. Il sera injecté directement dans l'espace entre les électrodes à travers un petit trou usiné dans le capot mais qui n'est pas au centre de la décharge. Sachant que les pompes sont en fonctionnement continu et de débit fixe, la pression dans l'enceinte sera fixée par le débit de gaz et régulé à l'aide d'un débitmètre 100 sccm étalonné pour de l'argon.

La mesure de la pression est effectuée par trois jauges. Une jauge de pression totale (Pfeiffer), utilisable de la pression atmosphérique à 1 Torr environ. Une jauge Baratron (MKS Instruments, lecture de la pression sur un cadran digital) permettant de mesure des pressions comprises entre 0.1 et 100 mTorr et une jauge de Penning nous permettra de déterminer la valeur du vide "limite".

A noter qu'au départ, lorsque nous injectons le flux maximum du débitmètre soit 100 sccm d'argon, la pression dans l'enceinte du réacteur n'excédait pas 5 mTorr. Le but étant de confronter les résultats expérimentaux avec les résultats obtenus (avec les modèles) du chapitre 3, nous voulions atteindre une pression maximale de l'ordre de 150 mTorr. Afin d'augmenter la pression dans l'enceinte du réacteur nous avons introduit un disque d'ouverture de 2 cm juste à l'entrée de la pompe turbo, ce qui nous permettait d'atteindre une pression de l'ordre de 45 mTorr. Si nous voulons encore augmenter la

pression, nous devrions diminuer le trou, cependant, il nous serait désormais impossible d'atteindre un bon vide limite. La solution adéquate serait l'utilisation d'une vanne dite papillon pour réguler l'aspiration des pompes ou tout simplement d'utiliser un autre débitmètre de limite maximale supérieure à 100 sccm d'argon.

### Générateur électrique radiofréquence et boîte d'accord

Notre réacteur sera alimenté par un générateur 81.36 MHz, Comdel, modèle CX1000 (1 kW), refroidi par une circulation d'eau.

La mise en place d'une boîte d'accord constituée d'inductances et de condensateurs, entre le générateur et le réacteur, permettra un transfert optimal de puissance entre les deux éléments. Si l'impédance de sortie du générateur est réelle (résistance) et égale à 50 Ohm, nous pouvons définir le coefficient de réflexion  $\Gamma$  du circuit électrique par :

$$\Gamma = \frac{Z_{eq} - 50}{Z_{eq} + 50} \quad (4.9)$$

où  $Z_{eq}$  est l'impédance équivalente à l'association de la boîte d'accord et du réacteur chargé du plasma.

Si nous définissons  $P_{in}$  la puissance incidente fournie au système par le générateur, alors la puissance réfléchie  $P_{ref}$  sera définie, en utilisant la relation (4.9), par :

$$P_{ref} = |\Gamma|^2 P_{in} \quad (4.10)$$

L'adaptation d'impédance ( $\Gamma=0$ ) sera de telle sorte, que la valeur des éléments constitutifs de la boîte d'accord, impliquera que la partie imaginaire de  $Z_{eq}$  soit nulle et que la partie réelle de  $Z_{eq}$  soit égale à l'impédance de sortie du générateur (dans notre cas 50 Ohm). D'un point de vue expérimental nous disposons d'une boîte d'accord Hüttinger PFM 300A (voir figure 4.5) contrôlée manuellement en faisant varier deux condensateurs ( $C_{load}$  et  $C_{tune}$ ), pour réaliser l'adaptation d'impédance. A noter que l'inductance en série  $L_{tune}$  a été court-circuitée car le réacteur est de nature inductive à 81.36 MHz comme nous l'avons vu sur la figure (4.2).

Nous utiliserons un wattmètre directionnel qui peut mesurer d'une part la puissance délivrée par le générateur  $P_{in}$  et d'autre part la puissance réfléchie

$P_{ref}$ . Ceci nous permettra de déterminer la puissance réellement dissipée :

$$P_{dis} = P_{in} - P_{ref} \quad (4.11)$$

A noter qu'une partie de l'énergie est dissipée dans la décharge et une autre dans les composants du circuit de la boîte d'accord.

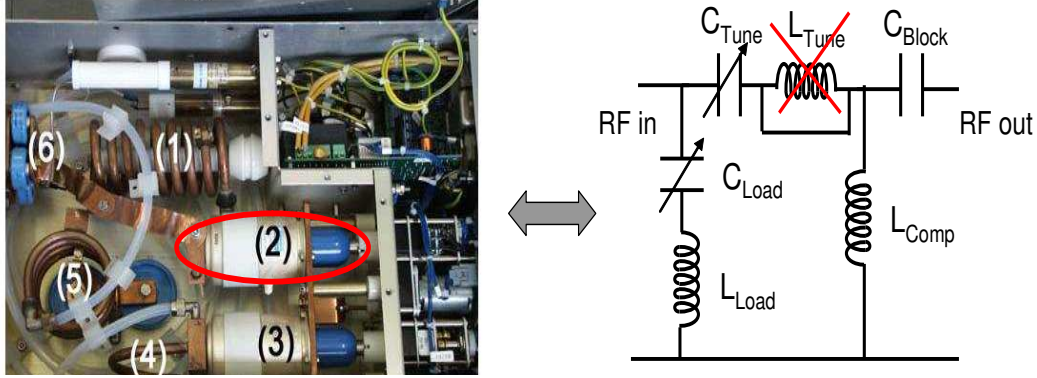


FIG. 4.5 – Photo + schéma électrique de la boîte d'accord Hüttinger PFM 300A ( (1) :  $L_{Tune}$ , (2) :  $C_{Tune}$  (500 pF), (3) :  $C_{Load}$  (500 pF), (4) :  $L_{Load}$ , (5) :  $L_{Comp}$ , (6) :  $C_{Block}$  ( $4 \times 220$  pF)).

Finalement sur la figure (4.6), nous avons l'installation expérimentale comprenant le réacteur plasma, le système d'excitation radiofréquence (générateur+ boîte d'accord) et la pompe turbomoléculaire.

### 4.3 Sonde courant-tension

Nous utiliserons des capteurs implantés, à l'intérieur de lignes coaxiales, en différents endroits du réacteur comme nous l'avons vu sur la figure (4.4). Ces capteurs ont été mis au point au laboratoire LPTP par Sébastien Dine (patent n°04 09811).

#### Sonde de courant

L'originalité de ce capteur tient au fait que le conducteur externe de la ligne coaxiale qui fait office de blindage en bloquant le rayonnement électromagnétique émis par le conducteur interne, est utilisé comme un conducteur

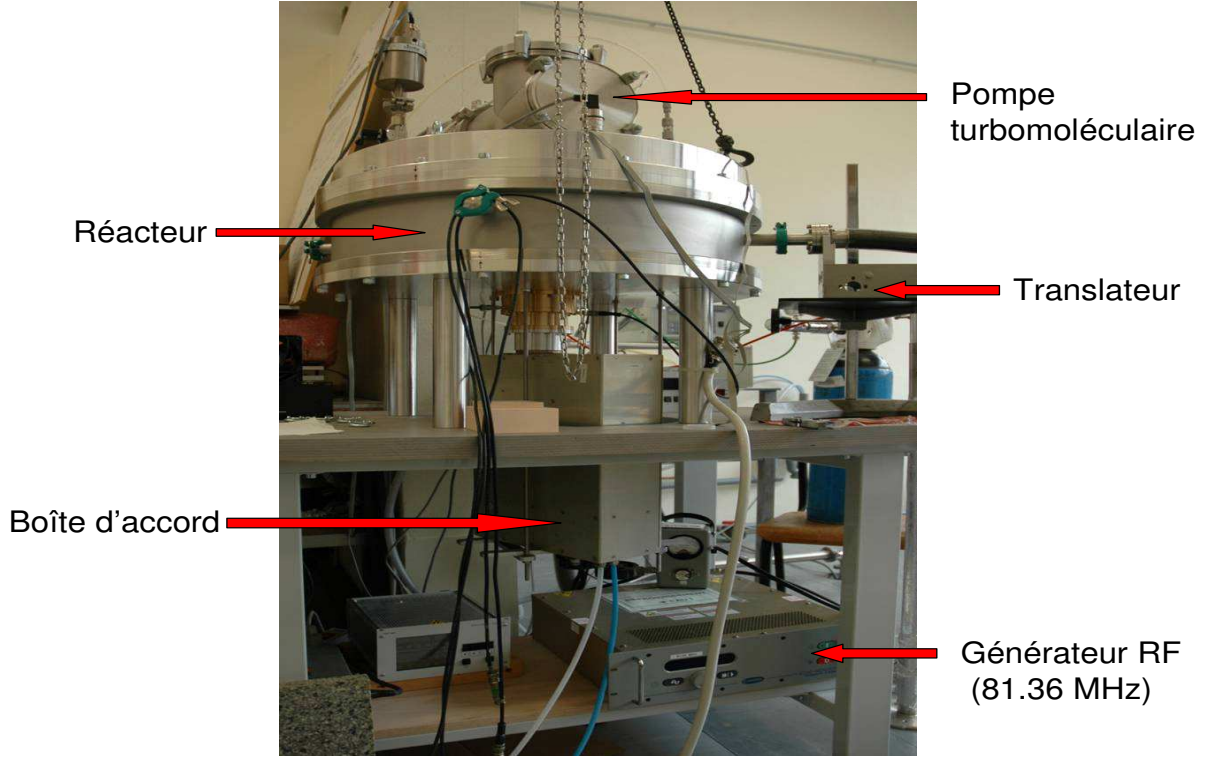


FIG. 4.6 – Photo du réacteur capacitif au laboratoire LPTP.

transportant du courant électrique de retour. En effet, le principe est de faire parcourir au courant RF de peau un trajet dans une gorge creusé dans la face intérieure du conducteur externe comme nous pouvons le voir sur la partie gauche de la figure (4.7).

Ekdhal fut le premier à développer et à se servir de cette technique sous une forme modifiée, afin de mesurer des courants pulsés de l'ordre du kA sur des temps de plusieurs centaines de nanosecondes dans des expériences de Z-pinch [51, 52]. La gorge est modélisée par une inductance  $L_m$  dont la valeur (de l'ordre du nH) est faible par rapport à l'inductance des conducteurs coaxiaux (de l'ordre de la dizaine de nH) ce qui n'entraînera pas de perturbation du courant RF. Sachant que le parcours du courant est identique à celui dans un solénoïde à une spire de section torique, la valeur de l'inductance théorique est [51] :

$$L_m = \frac{\mu_0}{2\pi} e \ln \left( \frac{r_e}{r_i} \right) \quad (4.12)$$



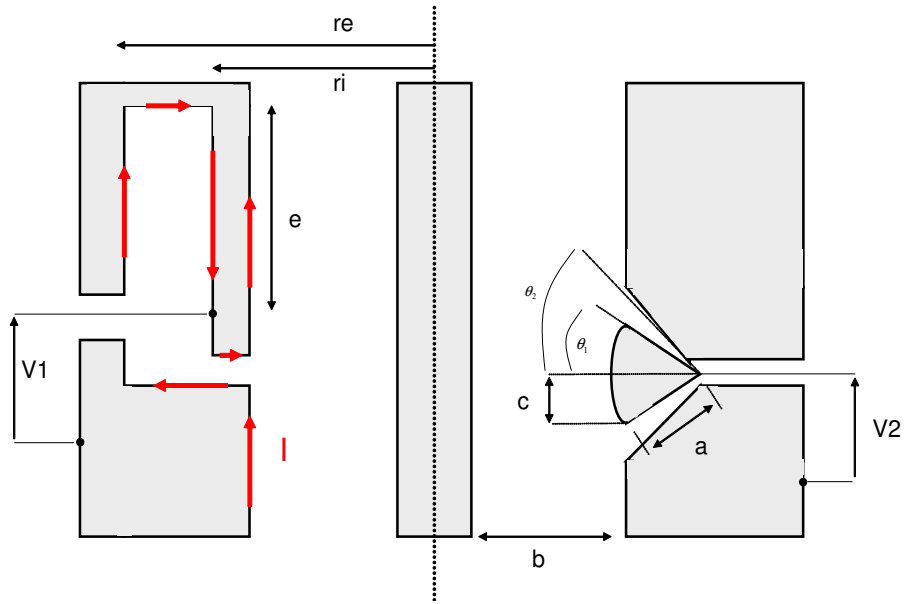


FIG. 4.7 – Schéma de la sonde de courant (gauche) et de la sonde de tension (droite).

avec  $e$  la distance entre le point de mesure et le fond de la gorge, et  $r_e$  et  $r_i$ , respectivement le rayon extérieur et intérieur de la gorge. Donc, en mesurant la valeur de la tension de sortie  $V$  aux bornes de la gorge, il est possible de déterminer la valeur du courant  $I_p$  recherchée en utilisant le fait que  $V = ZI_p$  avec  $Z = jL_m\omega$  (si la ligne est adaptée, soit  $R=50$  Ohm). C'est une sonde dite "dérivatrice" puisque la tension est proportionnelle à la dérivée temporelle du courant qui la traverse.

### Sonde de tension

Ce capteur est en fait une ligne de transmission conique comme nous pouvons le voir sur la partie droite de la figure (4.7). Comme son nom l'indique, il s'agit d'un conducteur conique encastré dans le conducteur externe. Ce dernier le protégeant de sources parasites autres que le conducteur central. A l'origine, ce type d'antennes coniques communément appelée antennes D-dot, était utilisé afin de mesurer des champs électriques transitoires élevés [53, 54, 55].

De façon approximative, la capacité  $C_m$  du condensateur de couplage entre la surface bombée et le conducteur central est égale à :

$$C_m \approx \varepsilon_0 \frac{\pi c^2}{b} \quad (4.13)$$

où  $b$  est la distance entre la surface bombée du cône et le conducteur central et  $c$  est la demie hauteur transverse du cône. La mesure de la tension s'effectuera aux bornes d'une résistance  $R$  dont l'association avec le capteur sera équivalente avec un diviseur de tension dérivateur de type  $RC$ . Finalement nous obtenons  $V = j R C_m \omega V_p$  où  $V_p$  est la tension recherchée.

Afin d'obtenir une amplitude élevée du signal  $V$ , il est nécessaire que la valeur de la capacité  $C_m$  soit la plus grande possible. Pour cela, nous pourrions diminuer la distance  $b$  mais cela entraînerait une augmentation du risque de claquage et de parasites vis-à-vis du conducteur interne. Afin d'éviter ce problème, la solution est d'accroître la surface du capteur en regard ce qui revient à augmenter la distance  $c$ .

Remarque : Il existe entre la masse et le capteur une capacitance parasite  $C_p$ , en parallèle avec  $R$ , qui n'altérera pas la réponse en fréquence de la sonde tant que  $R \omega C_p \ll 1$ . A très haute fréquence cette capacité parasite réduira la gamme de fréquence pour laquelle le signal est purement dérivatif et ajoutera une composante en phase avec le signal.

### **Étalonnage des capteurs.**

Avant d'utiliser ces capteurs, nous devons les étalonner. L'étalonnage s'effectuera avec un analyseur de réseau utilisé en transmission. Il nous permettra de déterminer le rapport  $V/I_p$  pour la sonde de courant ainsi que le rapport  $V/V_p$  pour la sonde de tension.

A noter que dans le réacteur, seule la sonde "courant-tension" insérée entre la boîte d'accord et l'électrode RF pourra être étalonnée car nous pouvons la sortir contrairement aux deux autres sondes de courant qui sont incorporées dans le diélectrique et dans la contre-électrode.

Sur la figure (4.8 a)) nous avons tracé la réponse de la sonde de courant  $V/I_p$  en fonction de la fréquence. C'est d'ailleurs bien une sonde dérivatrice puisque la courbe est une droite affine en fonction de la fréquence. Si nous

divisons ce rapport par  $\omega = 2\pi f$  nous obtenons la courbe (4.8 b)) de l'inductance  $L_m$  en fonction de la fréquence. En moyenne, la valeur de l'inductance  $L_m$  est de 0.41 nH. Si nous la comparons à la valeur théorique  $L_m=0.44$  nH déterminée à partir de la relation (4.12) et des dimensions de la gorge ( $e=14$  mm,  $r_i=46$  mm et  $r_e=54$  mm), nous trouvons un très bon accord avec la valeur déterminée expérimentalement.

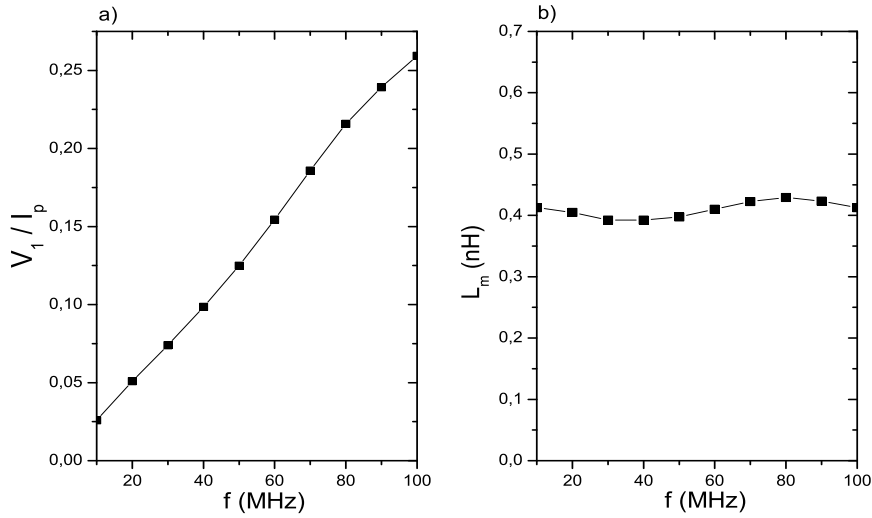


FIG. 4.8 – Courbes d'étalonnage de la sonde de courant.

En ce qui concerne la sonde de tension, nous pourrions uniquement évaluer la valeur expérimentale de  $C_m$  car la disposition du capteur n'est pas identique à celle décrite théoriquement. Nous avons tracé sur la figure (4.9 a)) la réponse  $V/V_p$  de la sonde de tension en fonction de la fréquence. En divisant ce rapport de tension par  $R \omega$  nous obtenons la valeur de la capacitance  $C_m$  en fonction de la fréquence comme nous pouvons le voir sur la figure (4.9 b)). En moyenne, la valeur de la capacitance  $C_m$  est de 84 fF.

Bien que pour l'instant nous ne puissions déterminer expérimentalement la valeur de l'inductance  $L_m$  des deux sondes de courant placées dans le diélectrique et dans la contre électrode, il est possible de déterminer théoriquement cette valeur à partir des dimensions de chaque gorge.

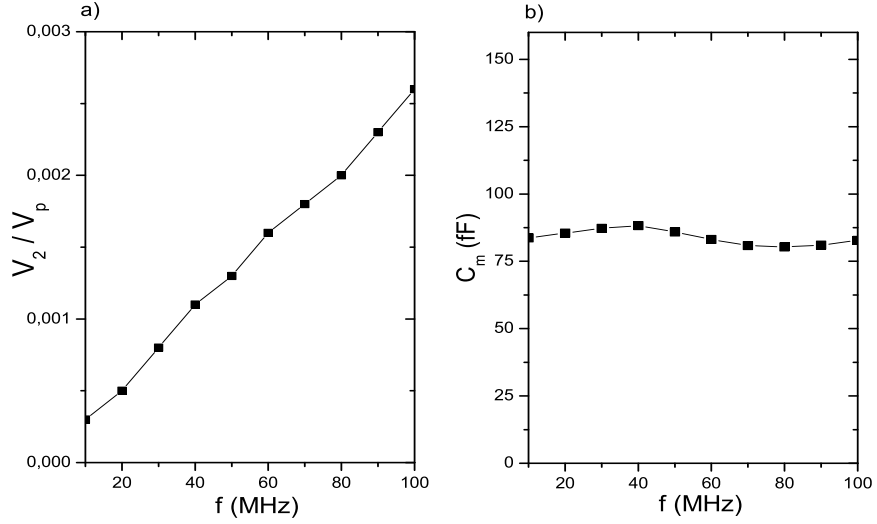


FIG. 4.9 – Courbes d'étalonnage de la sonde de tension.

- Gorge dans le diélectrique

$$\begin{cases} e = 10 \text{ mm} \\ r_i = 290 \text{ mm} \\ r_e = 307 \text{ mm} \end{cases} \Rightarrow L_m = 0.11 \text{ nH} \quad (4.14)$$

- Gorge dans la contre électrode

$$\begin{cases} e = 5 \text{ mm} \\ r_i = 107 \text{ mm} \\ r_e = 116 \text{ mm} \end{cases} \Rightarrow L_m = 0.08 \text{ nH} \quad (4.15)$$

Nous reviendrons dans l'annexe E sur les moyens expérimentaux pour déterminer expérimentalement la valeur de l'inductance  $L_m$  et la capacitance  $C_m$  respectivement des sondes de courant et de la sonde de tension.

## Résultats

Grâce à l'implantation des sondes de courant et de tension en différents endroits du réacteur, nous allons pouvoir, d'une part, déterminer le courant

$I_{RF}$  et la tension  $V_{RF}$  au niveau de l'électrode et, d'autre part, réaliser un profil radial du courant dans l'électrode.

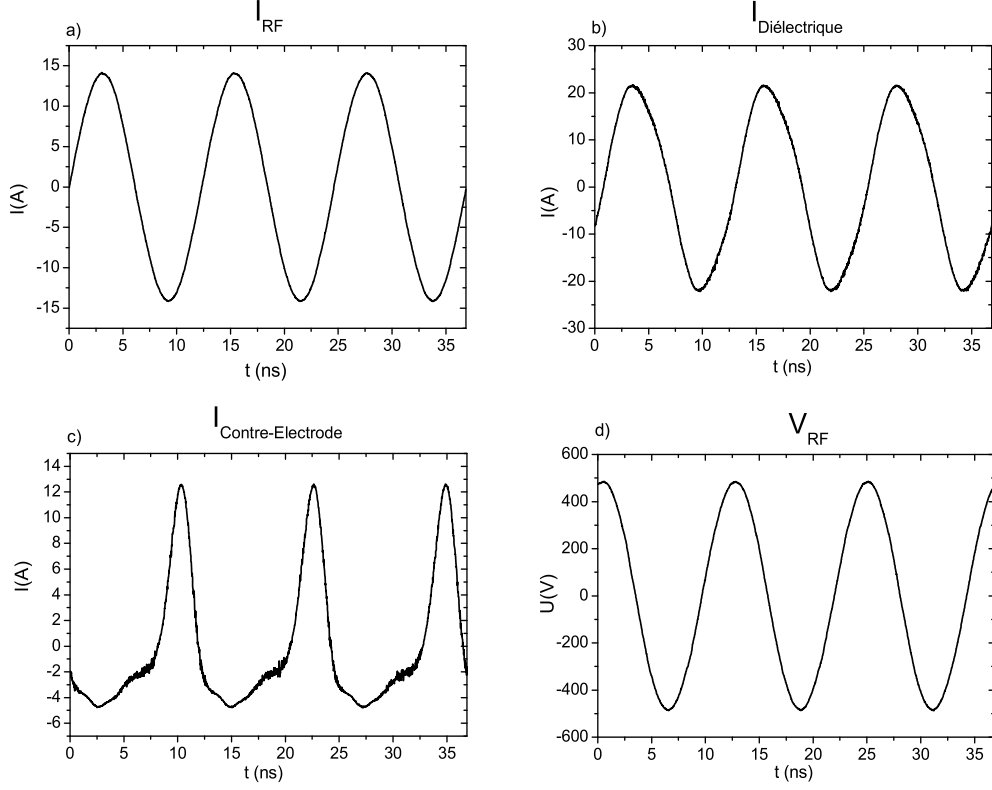


FIG. 4.10 – Signaux temporels des sondes de courant et de tension dans une décharge d'argon ( $P_{in}=100$  W,  $f=81.36$  MHz et  $p=44$  mTorr).

Tout d'abord, à titre d'exemple, nous montrons sur la figure (4.10), les différents signaux temporels relevés à l'oscilloscope pour une décharge d'argon (pression 44 mtorr) et dont la puissance injectée est de 100W. Nous constatons que seul le courant RF (4.10 a)) mesuré avant l'électrode RF est sinusoïdal. Le courant dans le diélectrique (4.10 b)) semble être légèrement déformé et le courant dans la contre-électrode ne possède plus de forme sinusoïdale ((4.10 c)), nous supposons une forte présence d'harmoniques. Il est possible que les harmoniques soient générées par les non-linéarités de la

gaine de charge d'espace. Nous verrons d'ailleurs dans la section concernant les résultats obtenus à partir de la sonde B-dot, qu'il existe également de nombreuses harmoniques dans le plasma. Si le plasma avait pu rentrer dans la gorge de courant, cela aurait pu expliquer la forme du signal provenant de la sonde implantée dans la contre-électrode. Cependant, celle-ci est remplie de diélectrique afin d'éviter un claquage. Notons que la tension  $V_{RF}$  au point d'injection est également sinusoïdale et périodique de fréquence 81.36 MHz.

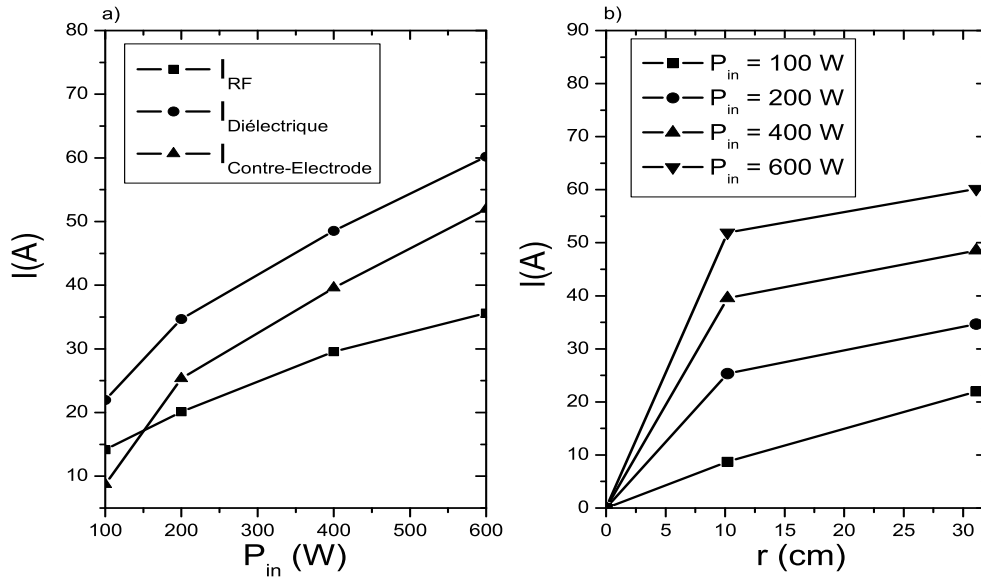


FIG. 4.11 – Courant mesuré par les différentes sondes de courant disposées en divers endroits du réacteur (a) en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$ . Profil radial du courant à travers la décharge pour différentes puissances d'excitation (b).

Sur la figure (4.11 a)) nous avons tracé l'amplitude des différents courants mesurée en différents endroits du réacteur en fonction de la puissance. Nous constatons que la valeur des courants augmente avec la puissance et que celle-ci n'est pas la même en tout point du réacteur, ceci est dû au fait que l'onde s'établissant dans le réacteur est une onde stationnaire. Le

maximum de courant est donc localisé quelque part entre le centre de la décharge et l'injection. Sur la figure (4.11 b)) nous avons tracé le profil radial de l'amplitude du courant mesurée dans le diélectrique  $I_D$  et mesurée dans la contre-électrode  $I_{C-E}$  en fonction de la puissance injectée dans le réacteur plasma. Le courant au centre du réacteur est nul par symétrie.

- Sur la figure (4.10 d) nous constatons que la tension  $V_{RF}$  est très élevée. Pour savoir si la sonde de tension fonctionne normalement, nous allons calculer la puissance active  $P_{RF}$  donnée par :

$$P_{RF} = \frac{1}{2} V_{RF}^{\varphi} I_{RF}^{\varphi} \cos(\varphi) \quad (4.16)$$

où  $V_{RF}$ ,  $I_{RF}$  et  $\varphi$  sont respectivement la valeur maximale de la tension RF, la valeur maximale du courant RF et le déphasage entre la tension et le courant.

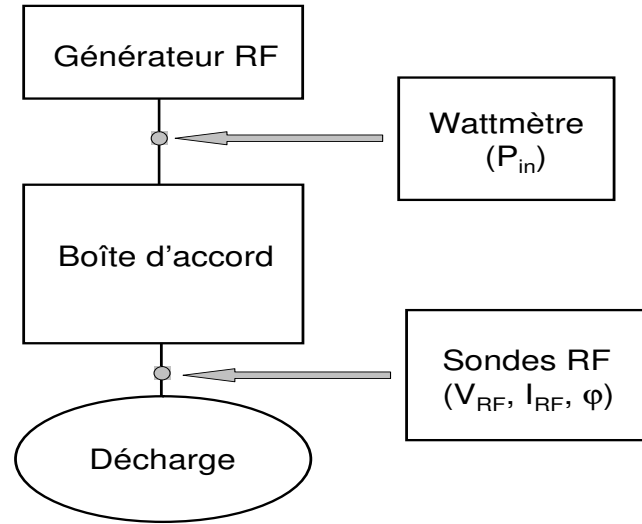


FIG. 4.12 – Schéma de mesure de la puissance  $P_{in}$  ainsi que de la mesure de  $V_{RF}$ ,  $I_{RF}$  et  $\varphi$ .

En utilisant les résultats de la figure (4.10 a)), (4.10 d)) et du fait que le déphasage soit égal à  $\varphi \approx 0.34 \pi$  nous trouvons  $P_{RF} \approx 1806$  W. Nous constatons immédiatement que cette puissance est bien trop élevée par rapport à la puissance mesurée à l'entrée de la boîte d'accord  $P_{in} = 100$  W. Nous savons qu'une boîte d'accord peut dissiper de l'énergie mais ne peut pas en

créer (le schéma de mesure de la puissance  $P_{in}$ , de la tension  $V_{RF}$  et  $I_{RF}$  est représenté sur la figure (4.12)). Il y a donc eu une erreur lors de l'étalonnage de la sonde de tension RF. Nous allons alors recalculer cette tension  $V_{RF}$  à partir du courant  $I_{RF}$  et du déphasage entre les deux. De plus, nous ferons l'approximation que la boîte d'accord ne dissipe que très peu d'énergie, soit  $P_{RF} \approx P_{in}$ . Sur la figure (4.13) nous avons tracé en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  la tension  $V_{RF}$  provenant de la sonde de tension et celle calculée à partir de l'approximation  $P_{RF} \approx P_{in}$ , soit  $V_{RF}^{\varphi}$ . Nous constatons qu'il y a une énorme différence entre les deux d'un facteur 15. Comme nous le verrons plus tard les résultats obtenus pour  $V_{RF}^{\varphi}$  coïncideront avec les résultats obtenus avec l'analyseur d'énergie des ions.

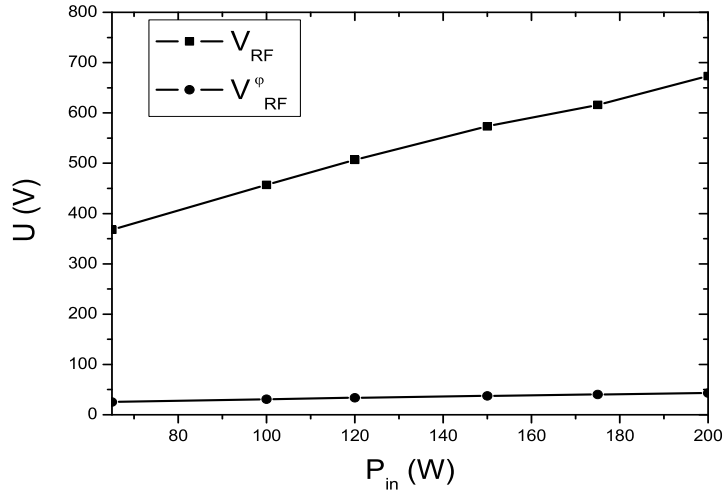


FIG. 4.13 – Evolution de la tension  $V_{RF}$  en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  obtenue d'une part par la technique d'étalonnage et d'autre part par la mesure de la puissance avec l'approximation  $P_{RF} \approx P_{in}$  pour une pression de  $p=5$  mTorr.



## 4.4 Analyseur d'énergie des ions

Nous avons vu dans l'introduction que dans une décharge plasma basse pression et à haute fréquence  $\omega_{pi} < \omega_{RF}$ , un ion traversant la gaine de charge d'espace acquiert une énergie  $E_i$  égale à la tension moyenne de la gaine de charge d'espace correspondant en réalité au potentiel plasma moyen  $\bar{V}_p$  relatif à l'électrode. Il en résulte donc que la fonction de distribution est un pic centré sur ce potentiel plasma moyen  $\bar{V}_p$ . Pour une décharge symétrique, à très basse pression et à haute fréquence, le potentiel plasma moyen est relié à la tension appliquée aux électrodes  $V_{RF}$  ainsi qu'à la température électronique  $T_e$  par[14] :

$$\bar{V}_p \approx 0.83 \frac{V_{RF}}{2} + 5T_e \quad (4.17)$$

Il existe à ce jour deux systèmes qui permettent de mesurer directement la distribution en énergie des ions provenant du plasma. Le premier est un analyseur électrostatique (Electrostatic Sector Analyser) associé en général à un spectromètre de masse et le second est un analyseur d'énergie à grilles.

L'analyseur d'énergie à grilles est constitué d'un certain nombre de grilles parallèles et polarisées qui peuvent être planes ou hémisphériques. L'avantage de cette dernière configuration est qu'elle offre la possibilité de déterminer, en plus de la distribution en énergie des ions, la distribution angulaire en énergie des ions [56, 57, 58]. Nous utiliserons un analyseur quatre grilles (figure (4.14)) dans notre expérience dont l'origine s'appuie sur les travaux de recherche combinés d'une part de Ingram et Braithwaite [59, 60] et d'autre part de Böhm et Perrin [61]. Pour preuve de son efficacité, il a déjà permis de mesurer la fonction de distribution en énergie des ions dans différents plasmas (oxygène, argon, chlore, hélium...) mais aussi dans différents types de décharge, capacitive [6, 61, 62], inductive [57] et hélicon [63].

Ce système présente l'avantage d'être simple et donc concevable au laboratoire, compact et donc présentant la possibilité d'être inséré directement dans l'électrode à la masse [64, 59, 61, 50]. Cependant, il existe des inconvénients à ce système qui ne sont pas négligeables. Le premier est que nous ne pouvons pas faire de distinction entre les ions lors de la mesure. Dans notre cas, ce n'est pas un problème puisque nous étudierons un plasma d'argon qui est un gaz électropositif ne présentant qu'un seul type d'ion  $Ar^+$ .

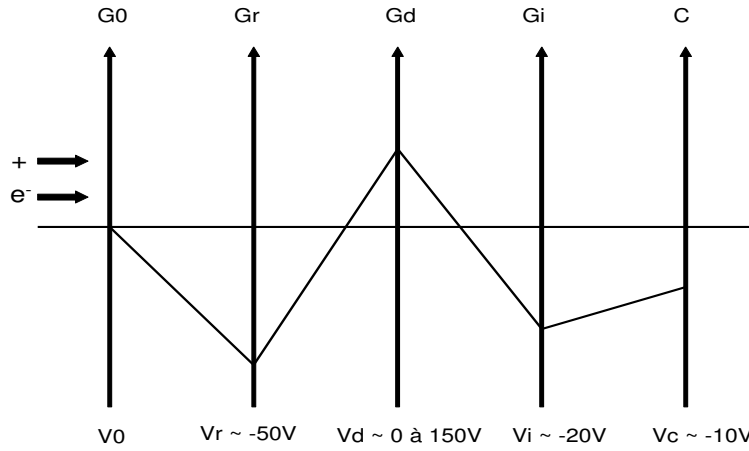


FIG. 4.14 – principe de fonctionnement d'un analyseur d'énergie quatre grilles (analyse ionique)

Le deuxième, est le fait que nous n'utiliserons pas de pompage différentiel ce qui entraînera des limites d'utilisation de cet appareil dans des conditions de pression élevée comme nous le verrons par la suite.

Le principe de fonctionnement d'un analyseur d'énergie quatre grilles repose sur la sélection énergétique des ions par un système discriminant. Sur la figure (4.14) nous avons le schéma typique et simplifié d'un analyseur d'énergie quatre grilles dans le cas de la mesure ionique. Les ions et les électrons, provenant du plasma, vont entrer dans l'analyseur par un diaphragme de quelques centaines de microns usiné dans l'électrode à la masse. Ce diaphragme est recouvert par une grille G0 (reliée à la masse ou à un potentiel de référence  $V_0$ ) qui protège le plasma des champs électriques internes au capteur et évite également sa pénétration dans l'analyseur. Pour éviter que le plasma rentre, il suffit que la distance entre les fils de la grille soit inférieure à deux fois la longueur de Debye  $\lambda_D$ [61]. La seconde grille Gr, dite répulsive, est portée à un potentiel  $V_r$  négatif qui doit être suffisant pour repousser les électrons. La troisième grille G3, dite "discriminative", sera portée à un potentiel variable positif  $V_D$ . Cette grille est en fait un filtre en énergie car seules les particules ayant une énergie  $E$  suffisante pour vaincre cette barrière de potentiel ( $e V_D$ ) pourront la franchir et ainsi être collectées. De plus, il sera nécessaire de rajouter une grille intermédiaire Gi entre la grille discrimina-

trice Gd et le collecteur C. Son but est de limiter les phénomènes d'émission d'électrons secondaires sur le collecteur. Son potentiel  $V_i$  sera supérieur à celui du collecteur  $V_c$  de façon à repousser les électrons dans le but d'éviter que l'ion soit comptabilisé deux fois. Pour finir, un collecteur captera toutes les particules ayant franchi la grille discriminatrice. Sa tension de polarisation  $V_c$  sera de quelques dizaines de volts et de signe négatif. Il sera désormais possible d'obtenir la courbe caractéristique du courant ionique  $I_c$  en fonction de la tension discriminatrice  $V_D$ .

- A partir de la courbe caractéristique  $I_c = f(V_D)$  il est possible de déterminer la fonction de distribution en énergie des ions (fdei) en fonction de la tension de polarisation de la grille discriminatrice  $V_D$ . D'un point de vue cinétique, le courant ionique mesuré sur le collecteur de surface A est égal à :

$$I_c = e A \tau \int_{v_{min}}^{v_{max}} v f(v) dv \quad (4.18)$$

où  $\tau$  est la transparence totale de l'analyseur défini par le produit de la transparence de chaque grilles soit  $\tau = \tau_{G0} \times \tau_{GR} \times \tau_{GD} \times \tau_{GI}$  (dans le cas où nous avons supposé l'effet transversal du champ sur la trajectoire des particules négligeable). La vitesse minimum  $v_{min} = \sqrt{2eV_D/m_i}$  ( $m_i$  étant la masse de l'ion considéré) est obtenue à partir de la conservation de l'énergie des ions, en considérant que seuls ceux ayant une énergie suffisante pour franchir la grille discriminatrice seront collectés. La vitesse maximum  $v_{max}$ , quant à elle, sera indépendante de  $V_D$  et sera considérée comme infinie. En dérivant l'expression intégrale (4.18) du courant ionique nous obtenons :

$$\frac{dI_c}{dV_D} = -E A \tau v_{min} f(v_{min}) \frac{dv_{min}}{dV_D} \quad (4.19)$$

et nous en déduisons finalement la fonction de distribution en énergie des ions :

$$f(v) = -\frac{m_i}{A\tau e^2} \frac{dI_c}{dV_D} \quad (4.20)$$

que nous pouvons réécrire dans le cas où nous ne connaissons pas exactement la transparence totale ou les dimensions exactes du trou d'entrée de l'analyseur :

$$f_0(v) = -\frac{dI_c}{dV_D} \quad (4.21)$$

• Notons qu'il est également possible de déterminer la densité ionique  $n_i$  du plasma à partir de la courbe caractéristique  $I_c = f(V_D)$ . Lorsque  $V_D = 0$ , tous les ions du plasma sont captés ce qui nous permet d'écrire à partir de la relation (4.18) :

$$I_c(0) = e A \tau \int_0^\infty v f(v) dv = e A \tau \bar{v} \bar{n} \quad (4.22)$$

En considérant que les ions ont une vitesse moyenne égale à la vitesse de Bohm, nous en déduisons :

$$\bar{n} = \frac{I_c(0)}{e A \tau u_B} \quad (4.23)$$

Si nous tenons compte de l'effet de pré-gaine, il en résulte que  $\bar{n} = n_e h_l$  et finalement nous obtenons la densité du plasma :

$$n_i = n_e = \frac{I_c(0)}{e A \tau u_B h_l} \quad (4.24)$$

• La dimension de l'analyseur et le choix des grilles sont les deux facteurs importants lors de la conception d'un analyseur quatre grilles. Tout d'abord, la dimension de l'analyseur qui correspond à la distance entre la grille d'entrée et le collecteur est un paramètre essentiel car la non-utilisation d'un pompage différentiel limite le fonctionnement de celui-ci. En effet, pour obtenir la fonction de distribution réelle des ions il faut éviter les collisions dans l'analyseur. Pour cela, il faut que sa dimension soit inférieure au libre parcours moyen des ions. Pour rappel, dans un plasma d'argon, le libre parcours moyen des ions  $\lambda_i$  est de 3 cm à 1 mTorr et donc de 0.6 mm à 50 mTorr.

Ensuite le choix des grilles s'effectue respectivement sur la transparence et le matériau constitutif. Le courant mesuré, proportionnel au flux de particules, par le collecteur est très faible. C'est pour cette raison que la transparence  $\tau$  d'une grille (rapport de la surface du trou à la surface totale d'une maille de la grille) doit être la plus grande possible. La transparence dépend du maillage de la grille comme nous pouvons le voir sur la figure (4.15). Le maillage doit être le plus petit possible de façon à minimiser les perturbations de potentiel entre deux fils adjacents [65, 6]. Si ce n'était pas le cas, cela entraînerait une modification de la trajectoire des particules et conduirait à une diminution de la résolution de l'analyseur d'énergie. Pour finir, le matériau des grilles doit être un compromis entre sa résistance à un haut

flux de particules, une tenue à de fortes températures, et son faible coefficient d'émission d'électrons secondaires. Etant donné que ces grilles sont polarisées à des tensions différentes, elles sont séparées les unes des autres par des isolants (céramiques, Kapton ...) pour éviter des courants de fuites.

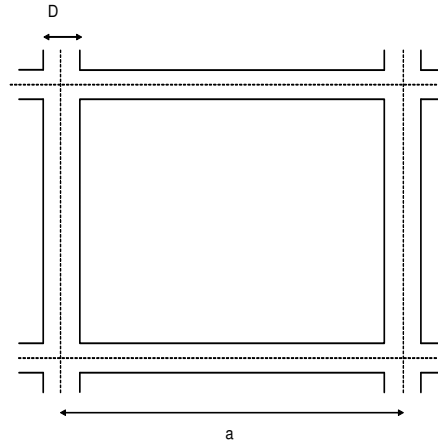


FIG. 4.15 – Figure d'une maille dont la transparence est  $\tau = (a - D)^2/a^2$

- D'un point de vue pratique nous utiliserons des grilles de microscopes électroniques à balayage, electroformés en nickel. Le maillage est de 500 fils par pouce, soit un espace nominal de  $40 \mu m$  et dont le diamètre des fils est de  $11 \mu m$ . Chaque grille d'épaisseur  $5 \mu m$  présente donc une transparence (ou surface ouverte) d'environ 52%. Ceci impliquerait une transparence totale de l'analyseur de l'ordre de  $\tau = 7 \%$ . En général, pour déterminer la transmission réelle de l'analyseur, il faut se servir d'une source d'ions dont nous connaissons les caractéristiques, en l'occurrence un faisceau d'ions monoénergétique. Cette mesure permet également de déterminer la résolution de l'analyseur, c'est-à-dire l'élargissement autour du pic. Le trou d'entrée de l'analyseur qui sera recouvert d'une grille aura pour diamètre environ 2 mm. Les feuilles de Kapton entre les grilles ont une épaisseur de  $250 \mu m$ , ce qui nous permet de calculer une distance théorique entre la grille d'entrée et le collecteur de l'ordre de 1 mm et d'en déduire un fonctionnement optimal pour des pressions inférieures à 30 mTorr.

Nous utiliserons un seul analyseur d'énergie placé au centre de la décharge

car Amélie Perret a montré dans sa thèse [6] que dans le cas d'une décharge basse pression le potentiel plasma moyen était identique en tout point de la décharge. A haute pression, il se peut qu'un écart de 1 V soit possible entre le centre et le bord de la décharge. L'analyseur d'énergie sera placé dans la contre-électrode pour faciliter la référence de potentiel.

La grille répulsive Gr sera polarisée à une tension fixe de -50 V, de même que la grille intermédiaire Gi à -18V et le collecteur à -9V. La tension  $V_d$  de la grille discriminatrice Gd sera polarisée par une alimentation contrôlée (JFA BIP 100-1, Electronique) reliée à un ordinateur par port GPIB. Une résistance de 100 k $\Omega$  permettra de mesurer le courant circulant dans le collecteur.

## Résultats

Nous avons fait des expériences à des pressions différentes (5, 15, 30 et 44 mTorr) et pour des valeurs différentes de puissance  $P_{in}$  injectée allant de 100 à 700 W. Nous faisons le choix de montrer la courbe caractéristique  $I_c = f(V_D)$  et la fonction de distribution des ions (fdei) obtenue à partir de la relation (4.21), pour deux cas limites qui sont une basse pression (5mTorr) et une haute pression (44 mTorr), respectivement sur la figure (4.16) et sur la figure (4.17), pour un plasma d'argon dont la puissance injectée est de 100 W.

En observant la fonction de distribution des ions nous pouvons dire que le potentiel plasma  $\bar{V}_p$ , qui se trouve être sur la courbe caractéristique  $I_c = f(V_D)$  le point où  $I_c=0$ , est le point correspondant au pic maximal. Il est de  $\bar{V}_p=43$  V à 5mTorr et  $\bar{V}_p=35$  V à 44 mTorr. Théoriquement, au dessus de  $\bar{V}_p$  les ions ne sont plus collectés ( $I_c = 0$ ). Cependant, nous constatons qu'il existe un courant négatif. De plus, nous constatons qu'à basse pression il existe un pic de courant juste avant le potentiel plasma. Ceci est dû à un mauvais choix des tensions de polarisation de la grille répulsive Gr et de la grille intermédiaire Gi [61]. Malgré le fait que ces deux grilles soient polarisées par des tensions fixes et que nous ne pourrions pas modifier les courbes caractéristiques  $I_c = f(V_D)$ , le potentiel plasma reste inchangé.

Pour une puissance injectée identique, nous constatons que le potentiel plasma  $V_p$  est plus élevé dans le cas de la décharge à basse pression. En effet, à cette pression le libre parcours des ions est de 6 mm qui est plus grand

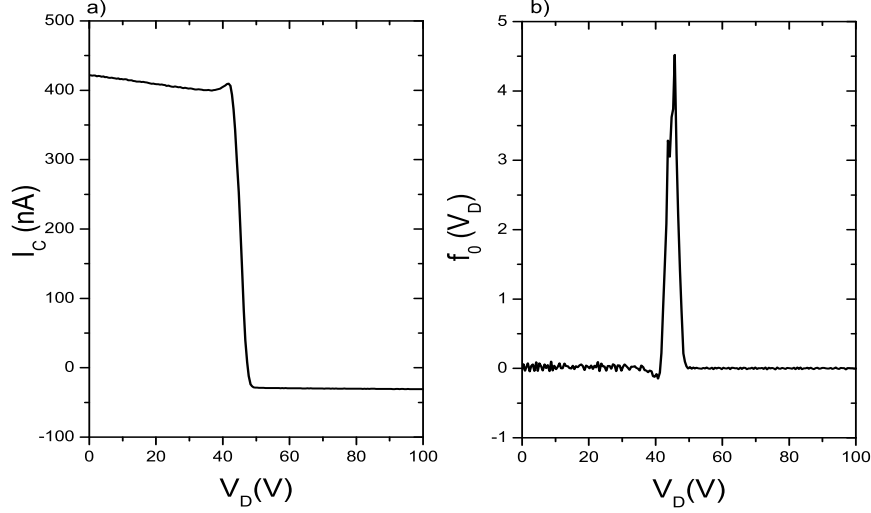


FIG. 4.16 – Courbe caractéristique  $I_c = f(V_D)$  (a) et fonction de distribution (b) à  $p=5$  mTorr

que la taille de l'analyseur (1mm) et que la taille de la gaine (1 à 2 mm). Cela implique que la fonction de distribution ne sera pas modifiée suite à la modification de l'énergie des ions par des mécanismes de collision ou de transfert de charge dans la gaine de charge d'espace ou dans l'analyseur. Nous mesurons donc réellement la fonction de distribution des ions.

A haute pression, le libre parcours moyen est d'environ 0.6 mm ce qui implique que la fonction de distribution sera forcément modifiée par des collisions dans l'analyseur (ceci se traduit par une queue à basse énergie sur la fonction de distribution). Dans ces conditions la taille des gaines est 2 mm.

Nous avons tracé sur la figure (4.18) la valeur moyenne du potentiel plasma  $V_p$  en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  pour différentes pressions dans l'enceinte du réacteur. Nous constatons d'une part que le potentiel plasma augmente avec la puissance injectée ce qui est normal puisque la tension RF augmente également comme nous l'avons vu sur la figure (4.13). D'autre part, la valeur du potentiel plasma est plus petite pour des pressions élevées puisque les ions perdront leur énergie par collisions ou par transferts de charge.

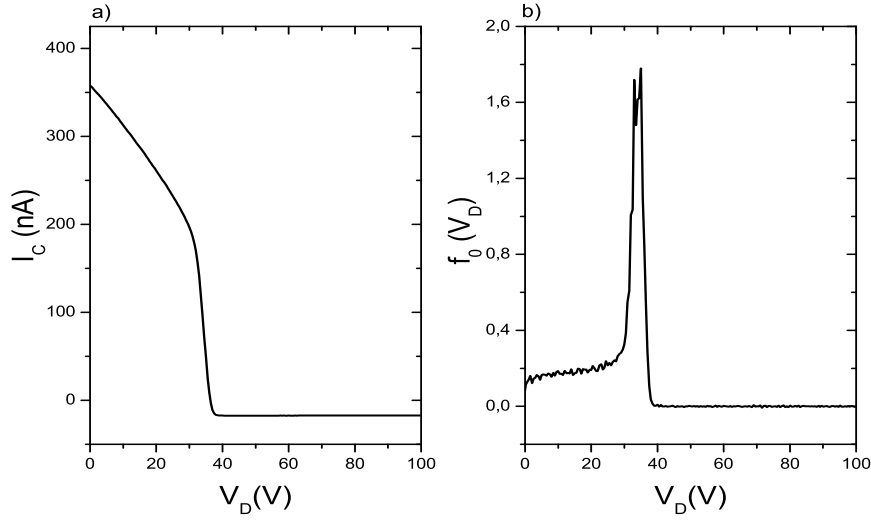


FIG. 4.17 – Courbe caractéristique  $I_c = f(V_D)$  (a) et fonction de distribution (b) à  $p=44$  mTorr

- Détermination de la densité du plasma

Sur la figure (4.19) nous avons représenté la densité électronique  $n_e$  en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  et pour différentes pressions dans l'enceinte du réacteur. Ces valeurs ont été déterminées à partir de la valeur du courant caractéristique  $I_c$  lorsque  $V_D = 0$  et de la relation (4.24) sans oublier de prendre en compte le bilan de particules pour déterminer la température électronique  $T_e$  (voir équation (3.60)). L'incertitude sur la densité du plasma est obtenue à partir de la relation (4.24) :

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{\Delta I_c(0)}{I_c(0)} + 2 \frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta \tau}{\tau} \quad (4.25)$$

où  $r$  est le rayon de l'analyseur et  $\Delta r$  son incertitude. En supposant que l'incertitude sur le courant soit très faible et que l'incertitude sur le rayon de l'analyseur d'énergie le soit également, nous obtiendrions que l'incertitude sur la densité électronique du plasma  $n_e$  dépendrait uniquement de la



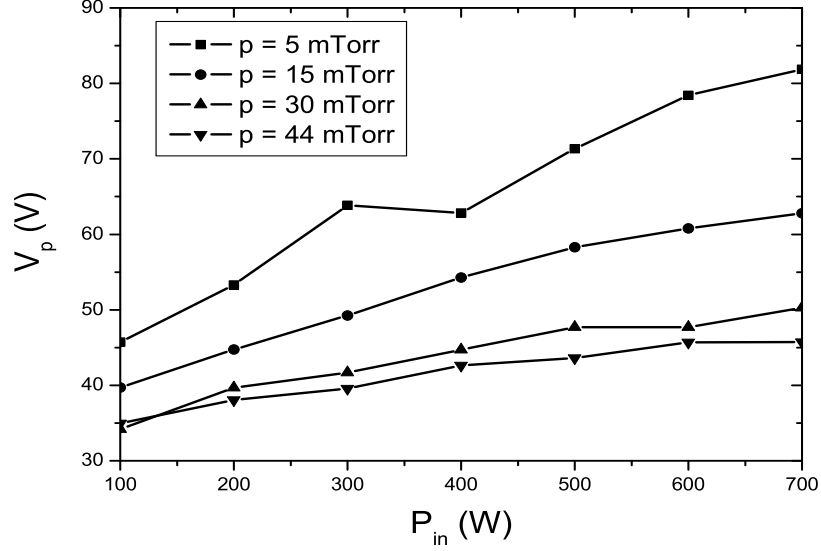


FIG. 4.18 – Potentiel plasma  $V_p$  en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  pour différentes pressions d'argon.

transparence totale de l'ensemble des grilles de l'analyseur d'énergie :

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{\Delta \tau}{\tau} \quad (4.26)$$

En considérant que la transparence totale de l'analyseur d'énergie est déterminée à plus ou moins 4%, ceci nous conduit à une incertitude relative très élevée sur la densité plasma de l'ordre de  $\Delta n_e/n_e \approx 0.57$ . Nous pourrions d'ailleurs par la suite, comparer ces résultats à ceux obtenus à partir de la sonde de flux d'ions.

#### *Comparaison Sonde RF / Analyseur d'énergie.*

Nous allons maintenant comparer la tension  $V_{RF}$  obtenue par la sonde RF, la tension  $V_{RF}^\varphi$  et le potentiel plasma  $\bar{V}_p$  de la figure (4.18). Nous traçons chacune d'elles en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  dans le cas d'un plasma d'argon à la pression  $p=5$  mTorr. Comme nous pouvons le voir sur la

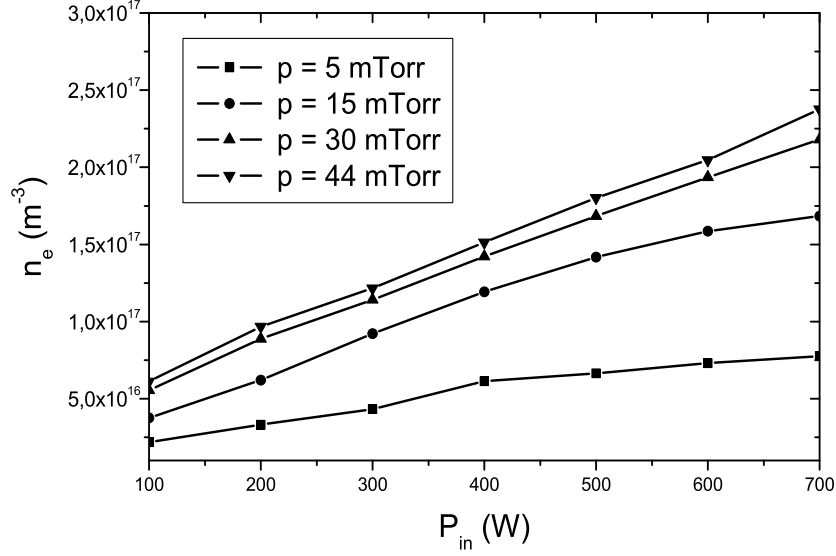


FIG. 4.19 – Densité électronique  $n_e$  du plasma en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  pour différentes pressions d'argon.

figure (4.20),  $V_{RF}^\varphi$  et  $\bar{V}_p$  sont très proches ce qui nous confirme que la tension  $V_{RF}$  déduite par la technique d'étalonnage de la sonde de tension était fausse.

## 4.5 Flux des ions

A l'aide d'un système multisonde piloté par ordinateur et conçu au laboratoire LPTP [6], nous allons obtenir le profil radial du flux d'ions dans tout le volume du plasma dans diverses conditions de fonctionnement (pression, puissance) de la décharge. Pour cela nous disposons de seize sondes planes de 3 mm de diamètre, insérées dans l'électrode à la masse et réparties sur un diamètre de l'électrode. Ces sondes dites sondes de Langmuir sont tout simplement des conducteurs qui vont mesurer le courant qui les traverse en fonction de la tension de polarisation qui leur est appliquée.

Langmuir et Mott-Smith furent les premiers à étudier une décharge basse

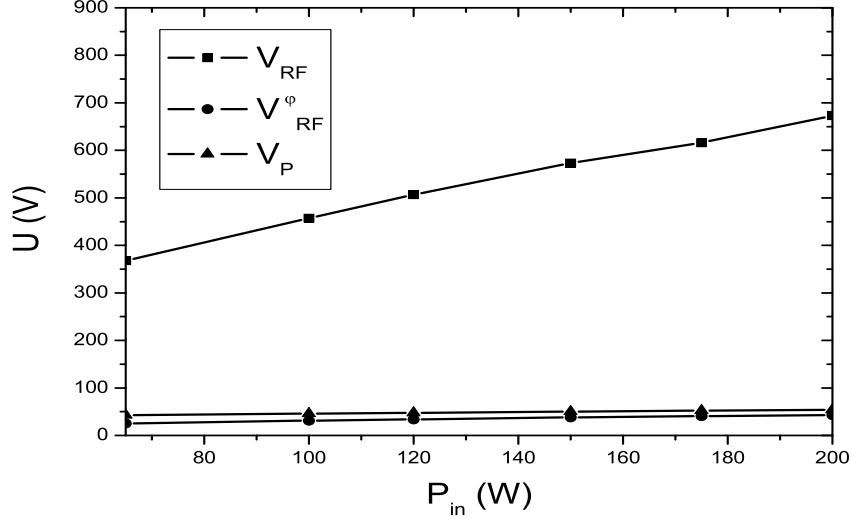


FIG. 4.20 – Comparaison entre le potentiel plasma moyen  $\bar{V}_p$  avec la tension  $V_{RF}$  en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  obtenue d'une part par la technique d'étalonnage et d'autre part par la mesure de la puissance avec l'approximation  $P_{RF} \approx P_{in}$  pour une pression de  $p=5$  mTorr.

pression dans le mercure à l'aide d'une sonde cylindrique de petite taille [66]. La caractéristique courant tension ainsi obtenue permet de déterminer des paramètres du plasma tels que le potentiel plasma  $V_p$  et le potentiel flottant  $V_f$ . De plus, l'expression des courants électronique et ionique permet d'en déduire la densité d'espèces chargées et la température électronique. La caractéristique courant-tension d'une sonde plane idéale, où les électrons ont une distribution maxwellienne [66], est représentée sur la figure (4.21).

Tout d'abord, le potentiel correspondant au potentiel pour lequel le courant collecté par la sonde est nul est appelé le potentiel flottant  $V_f$ . Il s'agit du potentiel pour lequel le flux d'électrons compense le flux d'ions arrivant sur un corps isolé et plongé dans un plasma. Lorsque la tension de polarisation  $V$  est très inférieure au potentiel flottant  $V_f$ , la sonde collecte uniquement les ions. Ce courant atteint une limite appelée le courant de saturation ionique  $I_{si}$ . Etant donné que la mobilité des ions est faible, il en sera de même pour le courant. Ensuite, si nous augmentons la tension au-dessus de  $V_f$  (jusqu'à

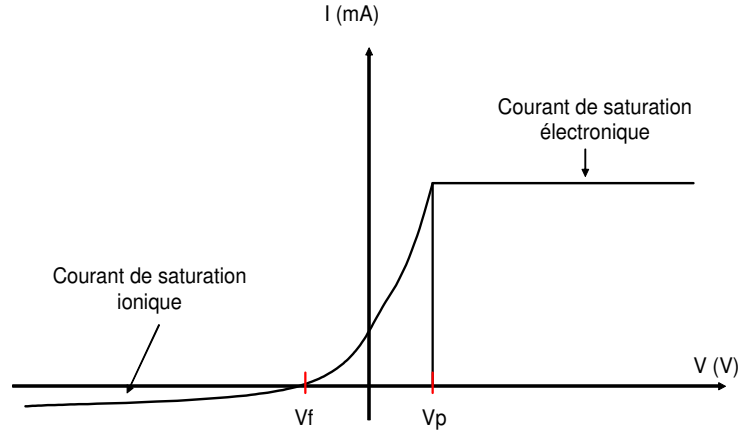


FIG. 4.21 – Courbe caractéristique courant-tension d'une sonde plane idéale.

potentiel plasma  $V_p$ ), la sonde collecte des ions et des électrons. Cette partie de la courbe nous permet d'ailleurs d'en déduire la fonction de distribution en énergie des électrons. Au-dessus du potentiel plasma  $V_p$ , la sonde collecte uniquement des électrons. Le fait d'augmenter la tension de polarisation de la sonde ne fait qu'ajouter de l'énergie aux électrons mais n'augmente pas le courant. Cette limite s'appelle le courant de saturation électronique  $I_{se}$ .

- Pour obtenir les paramètres du plasma ( $V_p$ ,  $V_f$ ,  $n$  et  $T_e$ ) nous avons vu que nous devons déterminer l'expression des courants électroniques et ioniques. Pour cela, il existe de nombreuses théories. Citons par exemple dans le cas d'une décharge plasma électropositive à basse pression, la théorie OML (Orbital Motion Limited) développée par Langmuir et Mott-Smith [66] qui considère l'orbite des particules dans la gaine de charge d'espace située autour de la sonde et supposée d'épaisseur infinie. Cette théorie a été reprise et améliorée; citons par exemple le travail de Bohm, Burhop et Massey [67], Bernstein et Rabinowitz [68] et enfin par Laframboise [69] qui a ajouté au calcul la prise en compte d'une distribution maxwellienne de particules attirées par la sonde. Cependant, en fonction des conditions de la décharge, il faudra utiliser d'autres théories : A haute pression par exemple, lorsque les collisions dominent, celle de Sternovsky *et al.* [70, 71]; la théorie de Bertotti [72] ou de Chen *et al.* [73] lors de la présence d'un champ magnétique ou encore celle de Boyd et Thompson [74] lorsque le gaz est électronégatif.

- Dans notre expérience nous polariserons les sondes à -30 V ce qui nous permettra de mesurer le courant de saturation ionique  $I_{si}$ . A partir de ces résultats nous déterminerons la densité ionique dans le plasma. Le courant de saturation collecté par la sonde est de la forme :

$$I_{si} = e A n_{is} u_B \quad (4.27)$$

avec  $e$  la charge élémentaire,  $A$  la surface de collection de la sonde et  $n_{is}$  la densité des ions à la lisière de la gaine. A cette même position, la vitesse moyenne des ions est égale à la vitesse de Bohm  $u_B$  qui est la vitesse acquise lors de leur accélération dans la pré-gaine. Finalement, nous en déduisons que la densité ionique à la lisière de la gaine est donnée par :

$$n_{is} = \frac{I_{si}}{e A u_B} \quad (4.28)$$

Si nous voulons connaître la densité ionique au centre du plasma, nous utiliserons le calcul du profil de diffusion des particules qui permet de donner une estimation du rapport entre le rapport de la densité à la lisière de la gaine et la densité au centre du plasma [20]. Ceci nous permet finalement d'écrire que dans le plasma la densité ionique  $n_{io}$  est donnée par :

$$n_{io} = \frac{I_{si}}{e A u_B h_l} \quad (4.29)$$

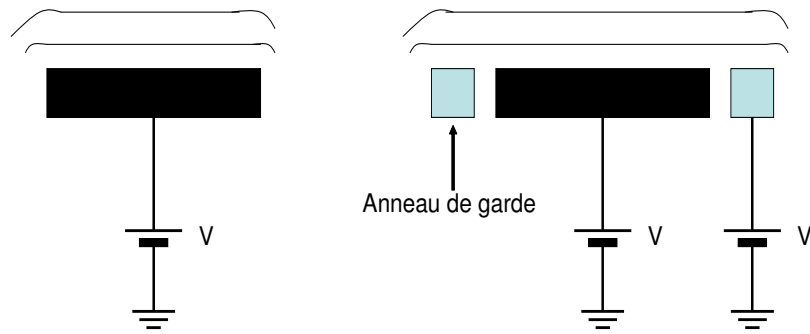


FIG. 4.22 – Anneau de garde

Cependant, dans ce genre d'analyse, il faut noter que la surface de collection  $A$  n'est pas toujours la surface de la sonde mais plutôt la surface de la gaine de charge d'espace située autour de la sonde. Le problème est que celle-ci est dépendante de la tension de polarisation, ce qui entraîne, lors d'une forte polarisation, sa déformation sur les bords de la sonde et empêche de mesurer le courant de saturation ionique. Pour prévenir ce problème, une solution possible est d'utiliser un anneau de garde polarisé au même potentiel que la sonde (figure (4.22)).

Heureusement, les sondes planes que nous allons utiliser, étant de grande dimension, sont bien adaptées pour la mesure du courant de saturation ionique. Par contre, elles sont peu utilisées dans la branche électronique car elles modifient la densité d'espèces chargées dans son voisinage. Pour s'affranchir de ce problème, le mieux est d'utiliser une sonde cylindrique de petite taille.

D'autres problèmes dont nous ne pouvons pas forcément nous affranchir sont certains phénomènes comme l'émission d'électrons secondaires (créés par impact sur le collecteur) ou la pollution des sondes par des dépôts isolants ou métalliques, vont également modifier la caractéristique courant-tension et donc limiter l'utilisation de ces sondes.

## Résultats basse pression

Sur la figure (4.23) nous avons présenté le profil radial du courant ionique  $J_i$  en fonction de la puissance  $P_{in}$  injectée pour deux pressions différentes ( $p=5$  mtorr et  $p=44$  mTorr). Nous constatons que le courant ionique est maximum au centre de la décharge et décroît vers le bord de la décharge. En effet, à basse pression le profil ionique est contrôlé par le phénomène de diffusion radiale des particules. Nous remarquons également qu'à plus haute pression et à plus haute puissance une dissymétrie du courant ionique apparaît. Une des causes de cette dissymétrie provient peut-être du fait que, comme nous l'avons vu lors de la description du réacteur, l'entrée du gaz dans l'enceinte du réacteur se fait par un trou qui n'était pas positionné au centre du réacteur mais sur le côté. Pour vérifier cette hypothèse nous changeons l'entrée du flux qui se trouve maintenant à l'opposé mais sur le même diamètre. Malheureusement, nous retrouvons les mêmes résultats que précédemment. Cette dissymétrie reste inexpliquée.

Nous voyons également des petites bosses de part et d'autre du centre

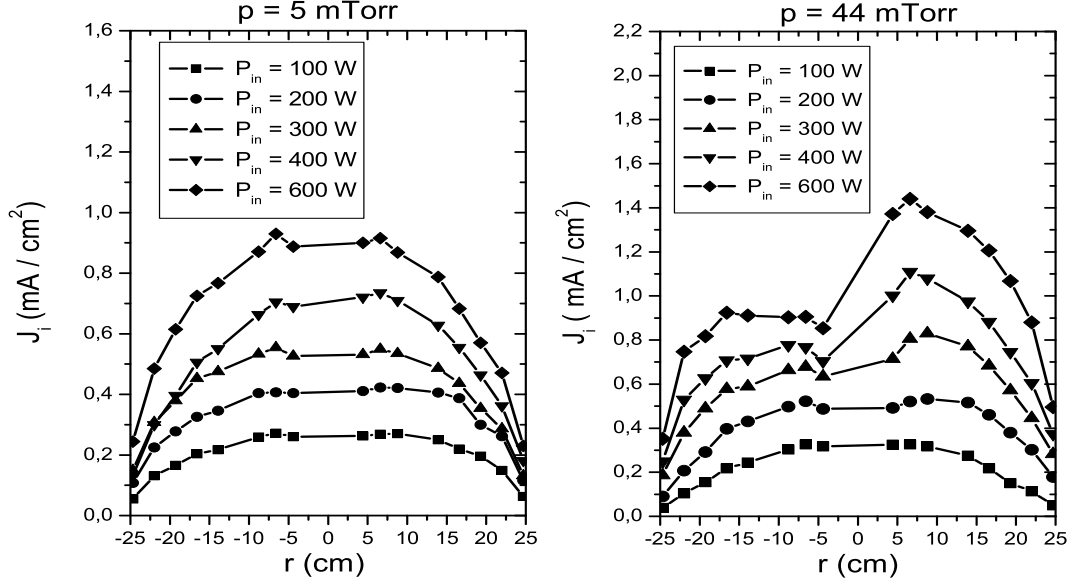


FIG. 4.23 – Profil radial du courant ionique  $J_i$ , à  $p=5$  mTorr et  $p=44$  mTorr, pour différentes puissances injectées  $P_{in}$ .

de la décharge qui seraient peut être le signe du chauffage inductif qui se manifeste à haute puissance. Pour s'en assurer, il faudrait que nous puissions réaliser un plasma à plus haute pression comme le suggérait le modèle local développé au chapitre 3. La figure (4.24) nous présente la densité électronique  $n_e$  déterminée à partir de la relation (4.29) dans les conditions expérimentales de la figure (4.23). L'incertitude sur la densité électronique à partir de la relation (4.29) est donnée par :

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{\Delta I}{I} + 2 \frac{\Delta r}{r} \quad (4.30)$$

où  $r$  est le rayon de la sonde et  $\Delta r$  son incertitude. Si on suppose que l'incertitude sur le rayon est très faible alors nous en déduisons que

$$\frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{\Delta I}{I} \quad (4.31)$$

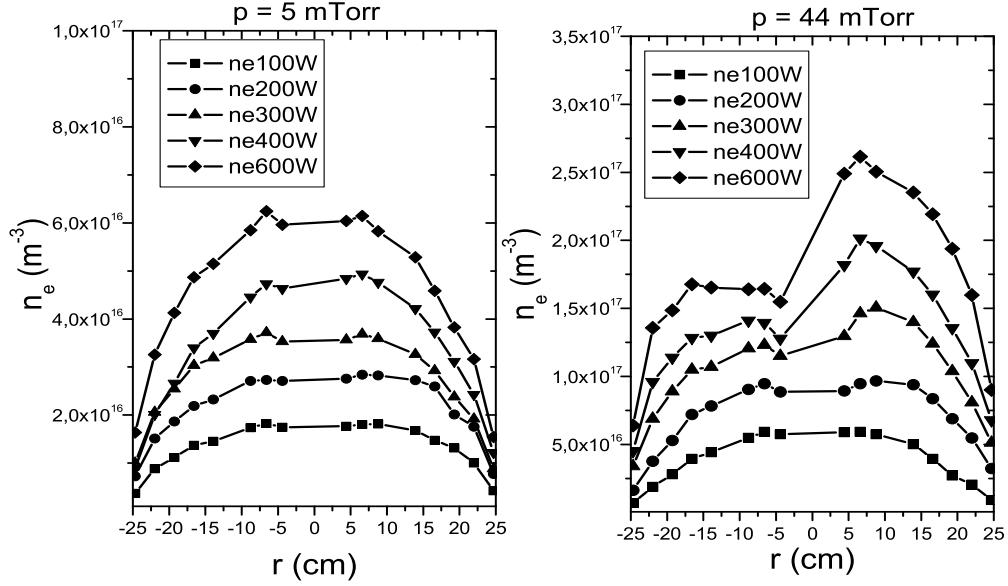


FIG. 4.24 – Profil radial de la densité électronique  $n_e$ , à  $p=5$  mTorr et  $p=44$  mTorr, pour différentes puissances injectées  $P_{in}$ .

#### *Comparaison Analyseur d'énergie / Sondes de flux ionique*

Effectuons maintenant une synthèse des résultats obtenus expérimentalement à partir des sondes de flux ionique et de l'analyseur d'énergie, notamment en ce qui concerne la densité électronique  $n_e$  au centre du réacteur. A noter que nous n'avons pas de sonde de flux ionique au centre de la décharge. Pour s'affranchir de ce problème, nous choisissons en première approximation que celle-ci sera déterminée par une moyenne effectuée sur les deux sondes les plus proches du centre, soit :

$$n_e^0 = \frac{n_e^g + n_e^d}{2} \quad (4.32)$$

où  $n_e^g$  et  $n_e^d$  sont respectivement la sonde de flux à gauche (position  $r = -5$  cm) et la sonde de flux à droite (position  $r = 5$  cm) du centre du réacteur.

Nous avons tracé sur la figure (4.25) la densité électronique  $n_e$  au centre du



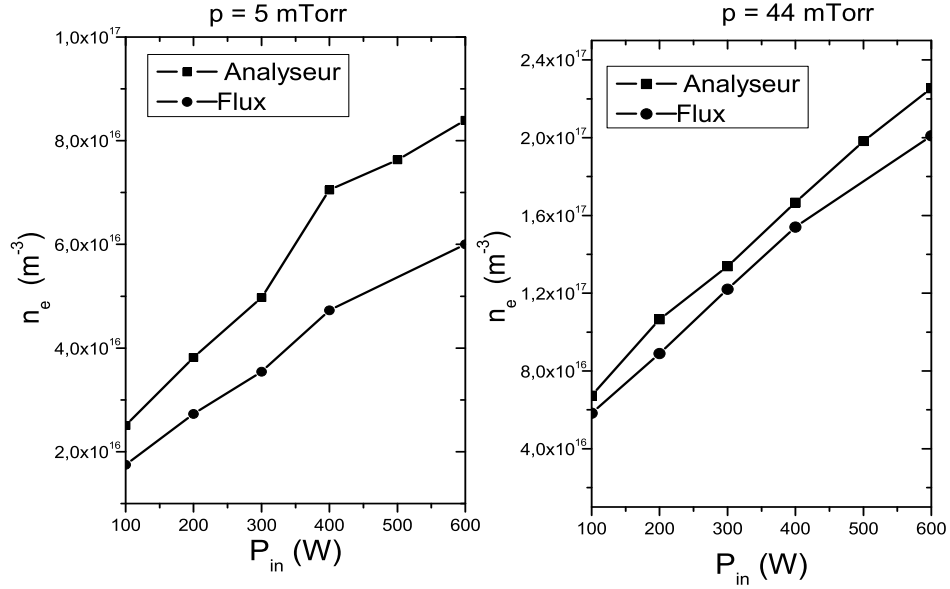


FIG. 4.25 – Densité électronique  $n_e$  obtenue expérimentalement (analyseur d'énergie et sonde de flux ionique) en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  dans le cas d'une pression d'argon de 5 mTorr et 44 mTorr.

réacteur en fonction de la puissance injectée  $P_{in}$  obtenue expérimentalement dans les cas où la pression dans l'enceinte est de  $p = 5 \text{ mTorr}$  et  $p = 44 \text{ mTorr}$ . Nous constatons que quelque soit la pression, l'accord est tout à fait satisfaisant entre les valeurs de l'analyseur d'énergie et celles des sondes de flux ionique. Cependant, notre accord pourrait être encore meilleur si nous connaissions réellement la valeur de la transmission de l'analyseur.

## 4.6 Sonde B-dot

Nous allons mesurer le champ magnétique du plasma dans le réacteur à partir d'une sonde dite B-dot, dont l'organe de mesure est une simple boucle. La sonde B-dot se trouve être le siège d'une FEM induite  $E$  dont l'origine est le changement temporel du flux magnétique à travers sa surface (Loi de

Lenz-Faraday).

$$E = -\frac{d\phi}{dt} \quad (4.33)$$

où  $\phi = \vec{B} \cdot \vec{S}$  est le flux de champ magnétique induit  $\vec{B}$  traversant la boucle de surface orientée  $\vec{S}$ . Dans le régime harmonique, la relation (4.33) s'écrit :

$$E = -\omega \vec{B} \cdot \vec{S} \quad (4.34)$$

Finalement, l'amplitude de la FEM induite  $E$ , dans le cas où  $\vec{B}$  et  $\vec{S}$  sont colinéaires, est :

$$|E| = \omega BS \quad (4.35)$$

- Ce type de sonde peut sembler trivial dans le concept mais il s'avère plus complexe en application pour essentiellement trois raisons :

- \* Tout d'abord, la sonde immergée dans le plasma doit pouvoir résister à des températures élevées, notamment dans le cas où elle serait bombardée par les électrons dont la température est aux alentours de 3 eV. Ceci implique que les matériaux constitutifs de la sonde doivent être choisis de façon adéquate.

- \* Ensuite, la dimension de la boucle de la sonde doit être suffisamment grande pour capter le champ magnétique du plasma, qui est faible dans une décharge capacitive, mais en même temps, elle ne doit pas être trop grande car sa présence pourrait induire des perturbations du plasma et donc pourrait fausser la mesure.

- \* De plus, nous savons qu'il existe un couplage électrostatique entre le champ électrique du plasma et la sonde, ceci entraîne que le signal mesuré ne provient pas exclusivement du champ magnétique et faussera nos mesures. Cet aspect serait d'autant plus important que l'ordre de grandeur du signal parasite serait de l'ordre de grandeur du signal provenant du champ magnétique[43]. Un calcul simple nous permet de déterminer l'importance de ce couplage électrostatique. Considérons une boucle de rayon  $r_b$  constituée à partir d'un fil de rayon  $r_f$  comme nous pouvons le voir sur la figure (4.26), le

champ magnétique est sensible à la surface  $S_b = \pi r_b^2$ , tandis que le couplage électrostatique est sensible à la surface  $S_c = (2\pi r_f) \times (2\pi r_b)$ . Le rapport des surfaces est donc égal à :

$$\frac{S_c}{S_b} = 4 \pi \frac{r_f}{r_b} \quad (4.36)$$

L'importance du couplage électrostatique dépend donc principalement du rapport entre le rayon du fil de la boucle  $r_f$  et le rayon de la boucle elle-même  $r_b$ . Si nous voulons minimiser ce couplage  $S_c/S_b \ll 1$ , ceci implique que  $r_f/r_b \ll 0.08$ .

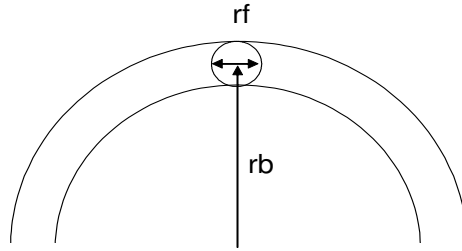


FIG. 4.26 – Demi-boucle

- En ce qui concerne la partie expérimentale, nous avons construit une sonde test pour avoir une idée concrète des problèmes que nous allons rencontrer lors de l'utilisation de ce diagnostic. Ensuite, nous avons construit une deuxième sonde à partir des considérations obtenues par la sonde B-dot test. Nous ferons dans un premier temps la description de ces deux sondes puis nous présenterons les résultats obtenus. A noter que ces sondes ont été étalonnées à partir d'un banc de Helmholtz (voir annexe F).

#### 4.6.1 Première sonde B-dot (test)

Nous présentons sur la figure (4.27) une photo de la sonde tronquée, présentant principalement ces deux extrémités, à savoir le système de mesure constitué d'une boucle et sa terminaison. Pour le corps central de cette sonde, nous avons utilisé un câble coaxial de type thermocoax (qui permet de résister à des températures élevées) mesurant  $l=68$  cm (distance entre la boucle et le système de connectique). La boucle est faite à partir de l'âme centrale du

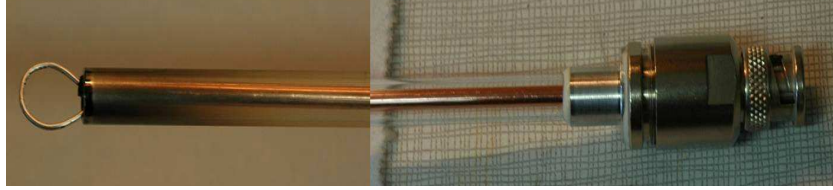


FIG. 4.27 – Sonde B-dot test.

câble coaxial, elle a pour rayon  $r_b = 4.25 \pm 1$  mm et le rayon du fil de tungstène a pour rayon  $r_f = 0.5$  mm. La boucle sera refermée sur la surface externe (masse) du câble coaxial par une brasure à l'argent, car ce type de soudure permet de tenir en température (en comparaison avec une soudure à l'étain). A noter que cette sonde n'est pas totalement optimisée pour minimiser le couplage électrostatique, puisque d'après les caractéristiques de cette sonde, nous avons  $r_f/r_b \approx 0.12$  (soit également d'après la relation (4.36)  $S_c/S_b \approx 1.5$ ).

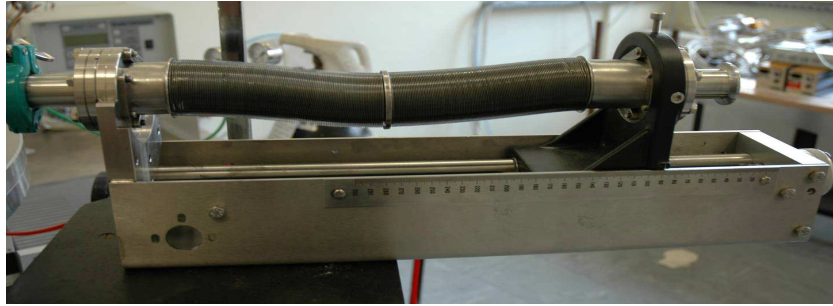


FIG. 4.28 – Translateur manuel

La sonde est insérée dans un tube en pyrex ouvert et dont le vide est effectué au niveau de la connectique, car si le vide est effectué au niveau de la boucle, des fuites seraient causées par l'endommagement du joint en céramique par le bombardement conjoint des électrons et des ions provenant du plasma. En outre un système supplémentaire de mise à la masse (blindage) des connectiques sera mis en place dans le but d'éviter que la sonde capte des signaux extérieurs (ondes radio, expériences en cours dans le laboratoire ...) et modifie le signal provenant du réacteur. La sonde pourra se déplacer radialement à travers la décharge grâce à un translateur mécanique que nous pouvons voir sur la figure (4.28) mais également tourner sur elle-même,

c'est à dire changer d'orientation. Cependant, nous ne pourrons, de par la longueur du tube en pyrex et de la sonde, explorer qu'un rayon.

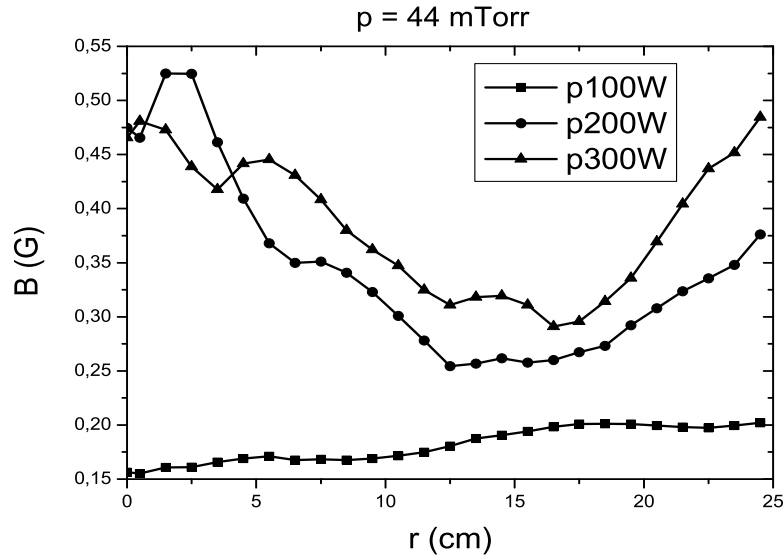


FIG. 4.29 – Profil radial du champ magnétique du plasma pour différentes puissances injectées  $P_{in}$ , pour une pression d'argon de  $p=44 \text{ mTorr}$ .

Sur la figure (4.29), nous traçons pour une pression d'argon de  $p=44 \text{ mTorr}$ , le profil radial du champ magnétique  $B$  pour différentes puissances injectées  $P_{in}$ . Nous constatons dans un premier temps que seul la courbe obtenue pour une puissance de  $100 \text{ W}$  semble présenter les variations radiales attendues. En effet la valeur du signal est la plus petite au centre de la décharge et augmente vers le bord de la même manière que le courant circulant dans le réacteur (voir figure (4.11b)). Cependant, pour les courbes obtenues pour  $200 \text{ W}$  et  $300 \text{ W}$ , nous constatons que le signal est très élevé au centre et au bord de la décharge laissant présager un fort couplage du champ électrique du plasma avec la sonde. Il serait de nature capacitif  $E_z$  au centre de la décharge et inductif  $E_r$  au bord. Une façon de vérifier que ces phénomènes proviennent bien d'un couplage parasite serait de tourner de  $90^\circ$  la sonde de manière à ce que normalement la contribution du champ magnétique soit nulle. A titre d'exemple, nous avons tracé sur la figure (4.30) les signaux

temporels, relevés à l'oscilloscope,  $V(\alpha = 0^\circ)$  et  $V(\alpha = 90^\circ)$  au centre et au bord de la décharge. Nous constatons que le signal mesuré  $V(\alpha = 0^\circ)$  est non identifiable, car il est noyé par le signal provenant du couplage capacitif  $V(\alpha = 90^\circ)$  et ce, au bord et au centre de la décharge. Nous voyons sur le signal capacitif  $V(\alpha = 90^\circ)$  que celui-ci contient des harmoniques qui modifient le signal provenant du champ magnétique  $V(\alpha = 0^\circ)$ . Ces harmoniques, qui ont été observées expérimentalement dans ce type de décharge par Miller *et al.*[43] et Franck *et al.*[75], proviennent de la non linéarité des gaines. Ceci nous montre qu'il est donc impératif de trouver un moyen réellement efficace pour minimiser ce couplage électrostatique.

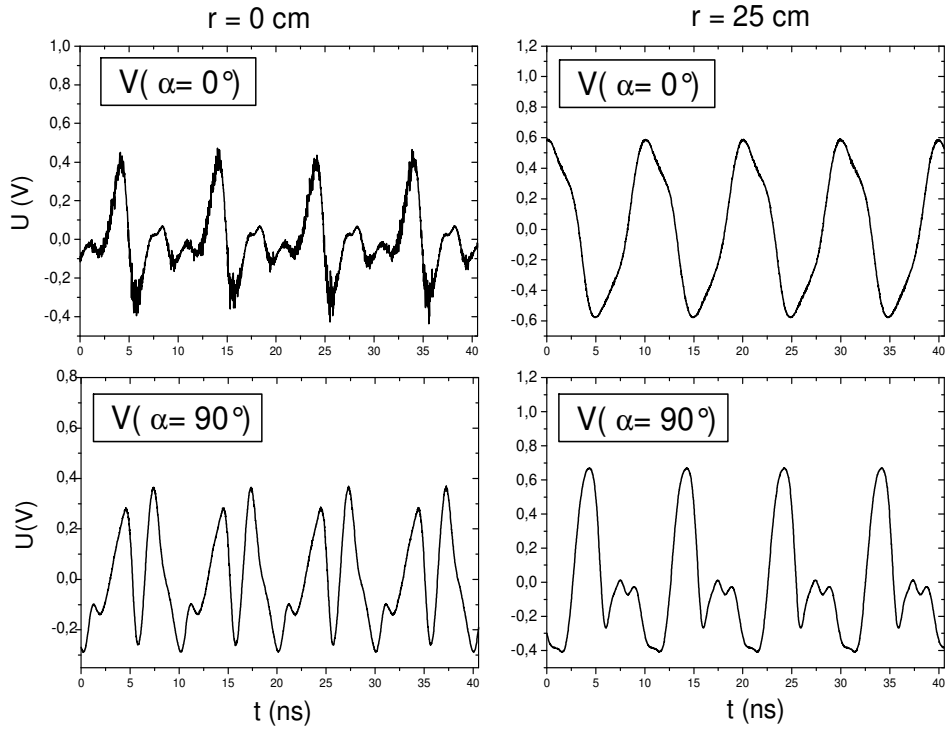


FIG. 4.30 – Signaux temporels  $V(\alpha = 0^\circ)$  et  $V(\alpha = 90^\circ)$  obtenus au centre de la décharge ( $r=0$  cm) et au bord de la décharge ( $r=25$ cm) excitée à  $f=81.36$  MHz ( $p=44$  mTorr,  $P_{in}=100$  W).

Ce qui serait également intéressant serait de pouvoir parcourir l'ensemble de la décharge de façon à s'assurer de la symétrie du profil du champ ma-

gnétique (axe de symétrie en  $r=0$ ). Pour s'assurer de l'état de la sonde, nous l'avons sortie après la série de mesure et elle était très abîmée (déformation de la boucle). Nous pouvons douter de la fiabilité des résultats obtenus précédemment, car cette détérioration a pu se produire dès l'introduction de la sonde dans le réacteur. Nous devons donc penser à un système permettant de garder en l'état la géométrie de la sonde. Ces deux points, en plus de l'élimination du couplage électrostatique, feront l'objet de considérations plus importantes lors de la construction de la nouvelle sonde.

#### 4.6.2 Nouvelle sonde B-dot

Sur la figure (4.31) nous présentons une photo de la nouvelle sonde B-dot tronquée. Elle est constituée de deux câbles coaxiaux de cuivre, de longueur identique 93 cm et se terminant d'un côté par une boucle, de rayon  $r_b = 3.25 \pm 1$  mm et dont le rayon du fil de cuivre est  $r_f=0.5$  mm. De l'autre côté, nous avons deux connectiques SMA qui permettent de la relier directement à l'oscilloscope. La boucle est formée par deux fils de cuivre (âme central) provenant respectivement de chaque câble coaxial et uni par une soudure à l'étain. De la même façon que dans le cas de la sonde "test", cette sonde n'est pas optimisée pour minimiser le couplage électrostatique car  $r_f/r_b \approx 0.15$ . La mesure de la tension aux bornes de la sonde est réalisée, par l'intermédiaire d'un oscilloscope, par soustraction des signaux de chaque coaxial. Cette configuration est un des moyens de minimiser le couplage électrostatique puisque ce dernier crée dans chaque coaxiaux un courant identique, que nous appellerons  $I_c$ , et qui sera éliminé lors de la soustraction des signaux provenant de chaque coaxial. Ceci implique également que les deux câbles coaxiaux doivent être de même longueur (nous présentons en annexe G un nouveau système dit doubles sondes qui permettra de minimiser le couplage électrostatique par soustraction du signal capacitif.)

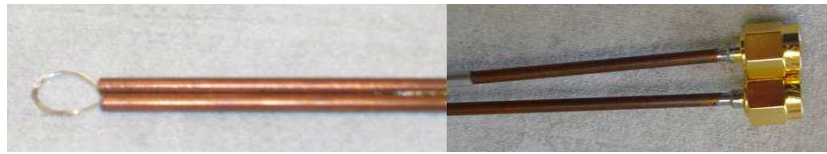


FIG. 4.31 – Photo de la nouvelle sonde B-dot.

Nous avons vu que la boucle de notre nouvelle sonde était composée de deux fils de cuivre soudés à l'étain. Au contact du plasma, la sonde va être

bombardée par des électrons et des ions, ce qui entraînera l'échauffement de celle-ci et donc le dessoudage de la boucle et finalement une impossibilité de faire des mesures. Pour éviter ce problème, nous introduisons un tube en pyrex d'environ 60 cm de longueur et de diamètre 1cm, dont une extrémité (celle qui sera à l'intérieur du réacteur) sera fermée, il en résulte que l'intérieur du tube sera à la pression atmosphérique. Ce tube empêchera un contact direct entre la sonde et le plasma. Nous pourrions dorénavant effectuer un balayage radial de la décharge et vérifier ainsi la symétrie du champ magnétique induit  $B$ . Cependant, le déplacement de la sonde s'effectuera manuellement et sa position sera repérée grâce à l'utilisation d'un réglet ; à noter que des repères seront également utilisés pour l'orientation de la sonde. Nous effectuerons différentes campagnes de mesure dans lesquelles, nous ferons varier la pression  $p$  dans l'enceinte du réacteur, ainsi que la puissance injectée  $P_{in}$  dans le plasma.

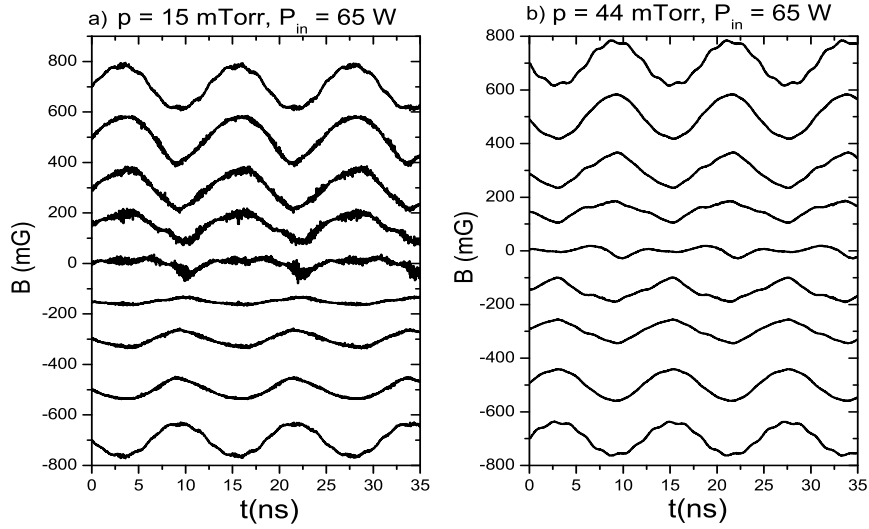


FIG. 4.32 – a) Profil temporel du champ magnétique  $B$  pour une puissance injectée de  $P_{in}$  65 W et une pression de  $p=5$  mTorr, b) Profil temporel du champ magnétique  $B$  pour une puissance injectée de  $P_{in}$  65 W et une pression de  $p=44$  mTorr.



## Résultats

Sur la figure (4.32), nous avons tracé le profil temporel du champ magnétique  $B$  pour diverses positions de la sonde. Du haut vers le bas nous avons la courbe correspondant respectivement à la position radiale de la sonde  $r = -25, -15, -10, -5, 0, 5, 10, 15, 25$  cm. De plus, pour obtenir une lisibilité de ces courbes, nous avons décalé leur ordonnée. Nous constatons un déphasage de  $180^\circ$  des signaux lorsque la sonde B-dot passe d'une position radiale positive vers une position radiale négative (et vice-versa). Ceci est logique car le champ  $H_\phi$  est axisymétrique.

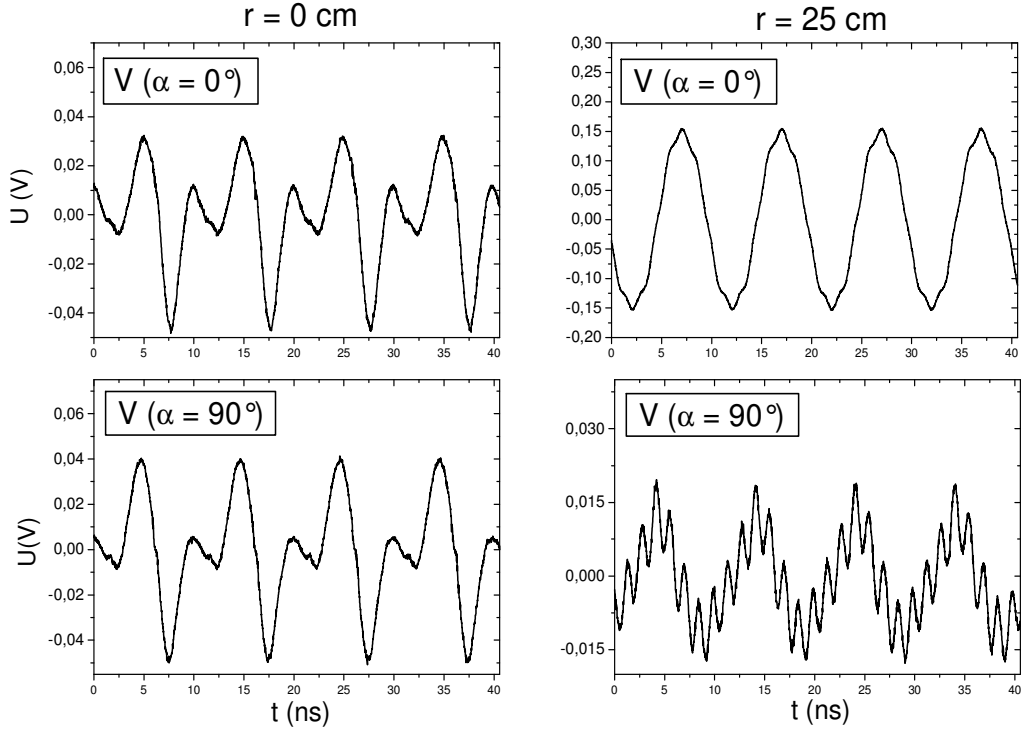


FIG. 4.33 – Signaux temporels  $V(\alpha = 0^\circ)$  et  $V(\alpha = 90^\circ)$  obtenus au centre de la décharge ( $r=0$  cm) et au bord de la décharge ( $r=25$ cm) excitée à  $f=81.36$  MHz ( $p=44$  mTorr,  $P_{in}=65$  W).

De plus, sur la figure(4.33), nous avons tracé les signaux temporels  $V(\alpha = 0^\circ)$  et  $V(\alpha = 90^\circ)$  au centre et au bord provenant d'une décharge dont la puissance injectée est de  $P_{in} = 65$  W et la pression dans l'enceinte est de  $p=44$

mTorr. Au centre nous constatons que le signal mesuré  $V(\alpha = 0^\circ)$  provient essentiellement de  $V(\alpha = 90^\circ)$  ce qui est logique puisque nous devrions avoir  $V(\alpha = 0^\circ) \approx 0$ . Au bord de la décharge, nous constatons maintenant que le signal provenant du couplage capacitif est nettement plus faible que le signal  $V(\alpha = 0^\circ)$ , ce qui nous montre que notre configuration permet de minimiser le piquage électrostatique. Finalement, pour obtenir le profil radial du champ magnétique mesuré par la sonde, nous avons procédé de la façon suivante. Nous repèrerons le maximum de chaque courbe et nous tracerons pour chaque position radiale de la sonde la grandeur  $B = B_{max}(\alpha = 0^\circ) - B_{max}(\alpha = 90^\circ)$ .

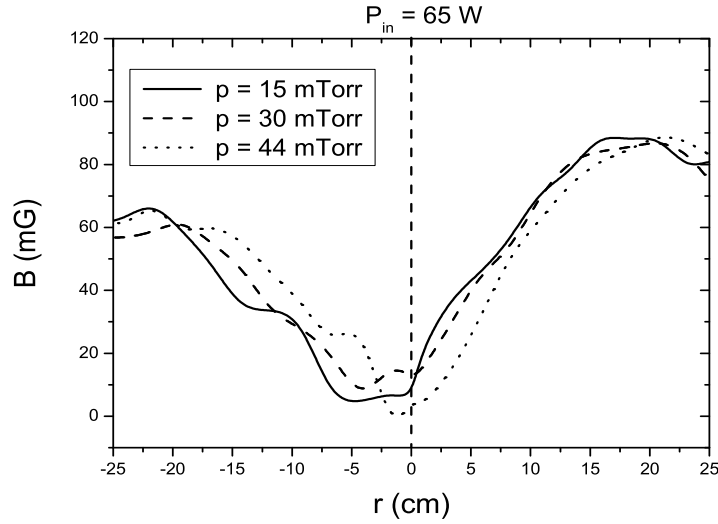


FIG. 4.34 – Profil radial du champ magnétique  $B$ , pour une puissance injectée de  $P_{in}=65 \text{ W}$  et pour différentes pression d'argon.

Sur la figure (4.34), nous avons tracé le profil radial du champ magnétique  $B$  pour une puissance injectée de  $P_{in}=65 \text{ W}$  et pour différentes pressions dans l'enceinte du réacteur. Nous constatons que le champ est minimum au centre de la décharge et maximum aux bords conformément au profil radial du courant (voir figure (4.11 b)). Cependant, celui-ci n'est pas totalement symétrique puisque les valeurs du champ magnétique sont plus petites pour des valeurs de  $r$  négatives. Ceci est consistant avec les mesures de flux et nous laisse penser qu'il existe une dissymétrie inhérente à notre système.

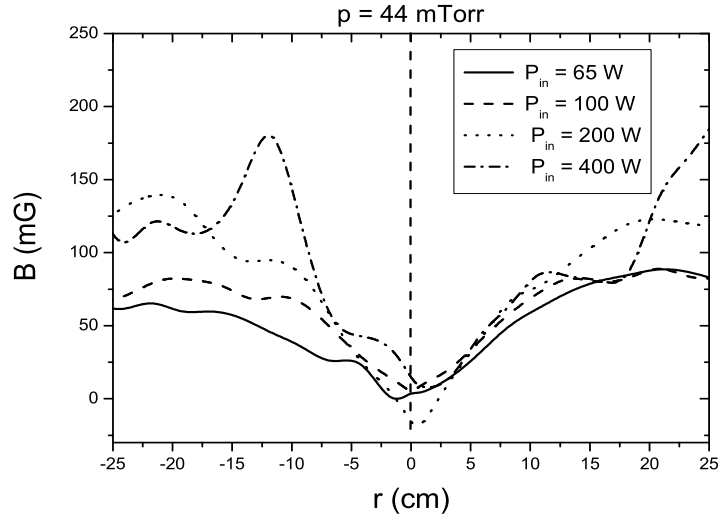


FIG. 4.35 – Profil radial du champ magnétique  $B$ , pour une pression d'argon de  $p=44$  mTorr et pour différentes puissances injectées  $P_{in}$ .

Sur la figure (4.35), nous avons tracé le profil radial du champ magnétique  $B$  pour différentes puissances injectées  $P_{in}$  et dont la pression dans l'enceinte du réacteur est de  $p=44$  mTorr. Le champ est pratiquement nul au centre de la décharge et croît vers les bords de l'enceinte. Nous constatons qu'à basse puissance le profil est relativement symétrique, par contre, à partir de 200 W celui-ci se déforme. En réalité, la cause de ces déformations est un fort piquage RF par l'intermédiaire de la sonde. Nous avons remarqué que pour de hautes puissances et notamment lorsque la sonde est suffisamment insérée dans le réacteur, il existe un piquage électrostatique de celle-ci, ce qui a pour conséquence que le débitmètre se dérèglait complètement et provoquait des variations de pression très importantes dans l'enceinte du réacteur pouvant aller jusqu'à éteindre le plasma. Cependant, bien que nous ayons isolé et éloigné le débitmètre de la sonde B-dot, ce phénomène continue. La solution serait alors d'utiliser une cage de Faraday. Nous pouvons constater ce problème sur la figure (4.36) où nous avons tracé en divers endroits du réacteur les profils temporels du champ magnétique  $B$ , pour une puissance injectée  $P_{in}=400$  W, qui se trouvent être complètement déformés. Nous ne sommes donc pas capable, pour de hautes puissances, d'effectuer une mesure

correcte du signal provenant du champ magnétique.

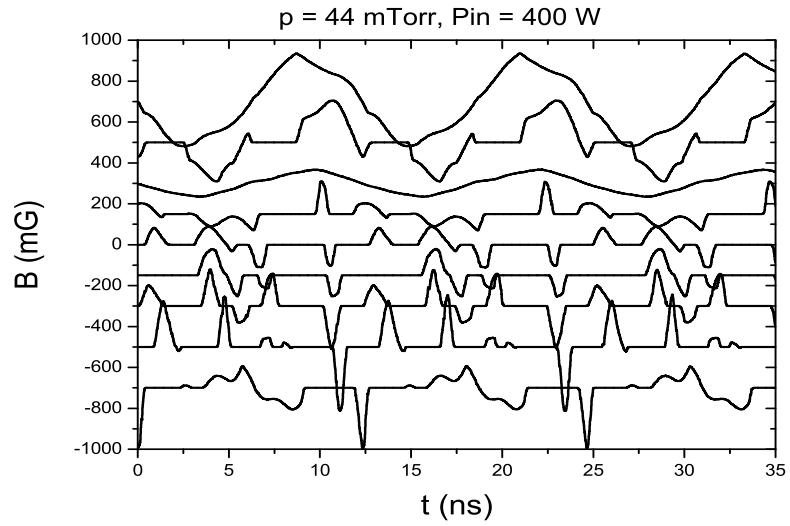


FIG. 4.36 – Profil temporel du champ magnétique  $B$ , pour une puissance injectée de  $P_{in} = 400 \text{ W}$  dans la cas d'une pression de  $p=44 \text{ mTorr}$ .



# Chapitre 5

## Bilans et perspectives

### 5.1 Bilans

Nous voici donc arrivés au terme de trois années de thèse consacrée à l'étude des réacteurs capacitifs excités par plusieurs fréquences.

- Nous avons tout d'abord modélisé un réacteur capacitif excité par deux fréquences (DFC). Cette volonté venait du fait que ce type de réacteur était aujourd'hui très utilisé dans l'industrie micro-électronique. Il permettait d'obtenir un contrôle indépendant entre le flux ionique (ou courant ionique  $J_i$ ) contrôlé par la densité de courant haute fréquence  $J_{\text{hf}}$  et l'énergie ionique  $E_i$  contrôlée par la densité de courant basse fréquence  $J_{\text{bf}}$ , ces deux paramètres étant très importants notamment dans les procédés de gravure des matériaux. Cependant, des expériences et des simulations numériques ont montré que ce découplage n'était pas total. D'ailleurs, une hypothèse de couplage entre la basse et la haute fréquence revenait souvent pour expliquer ce phénomène. La question était alors de savoir par quel biais ces deux fréquences se couplaient.

Turner et Chabert[40] démontrèrent, à partir d'un modèle analytique du chauffage stochastique des électrons dans la gaine de charge d'espace, que celui-ci était responsable du couplage basse-haute fréquence. Ce modèle de chauffage est d'ailleurs une des deux pierres angulaires de notre modèle global autocohérent ; la deuxième pierre est un modèle de gaine de charge d'espace très complexe. Nous avons étudié ce modèle en faisant varier les deux paramètres principaux qui sont  $\alpha = \omega_{\text{hf}}/\omega_{\text{bf}}$  et  $\beta = J_{\text{hf}}/J_{\text{bf}}$ . A partir du diagramme *Flux/Energie* (voir figure (2.13)), nous avons montré qu'il fallait

parler de contrôle quasi indépendant et non indépendant, car pour obtenir une variation de  $E_i$  indépendante de  $J_i$  (et vice-versa), il fallait faire varier les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  qui sont tout deux construits à partir d'un mélange de grandeurs basse-haute fréquence. De plus, à partir d'un modèle simplifié, nous avons pu déterminer analytiquement les lois d'échelle qui régissent les variables de notre décharge, à savoir l'énergie ionique  $E_i$  et le courant ionique  $J_i$ . Nous avons également voulu obtenir la loi d'échelle de  $K_{\text{cap}}$  qui est une grandeur primordiale dans la modélisation des gaines de charge d'espace mais le modèle semble être trop simple pour expliquer correctement ses variations.

- Afin d'optimiser le coût de fabrication des circuits intégrés, les industriels ont augmenté la taille des substrats ainsi que la fréquence d'excitation dans le but d'augmenter la vitesse de traitement des surfaces. Dans le cas d'un réacteur excité par deux fréquences, pour augmenter conséquemment la densité électronique  $n_e$ , il est nécessaire d'augmenter fortement la haute fréquence. Dans ce cas-là, nous ne pouvons alors plus considérer la longueur d'onde comme infiniment grande devant la taille des électrodes ( $\lambda \approx R$ ) et étant donné que la densité électronique  $n_e$  augmente également, la profondeur de peau n'est plus infiniment grande devant l'épaisseur du plasma ( $\delta \approx d$ ). Ces deux phénomènes électromagnétiques sont respectivement l'effet d'onde stationnaire (standing wave) et l'effet de peau qui vont être responsables de dépôt de puissances non uniformes à travers la décharge. C'est le régime dit électromagnétique du réacteur capacitif à l'inverse au régime électrostatique où la longueur d'onde et l'épaisseur de peau étaient considérées comme infinies. Dans ce dernier régime, le mode de chauffage était le mode capacitif ou le mode  $E$ . L'apparition de l'effet de peau a introduit dans le régime dit électromagnétique un nouveau mode de chauffage que nous avons appelé inductif ou mode  $H$  (comme dans les réacteurs inductifs). Nous avons construit un modèle de ligne de transmission, basé sur les équations de Maxwell, autocohérent, entièrement analytique et prenant en compte les deux effets électromagnétiques cités précédemment. Nous avons montré qu'il existait des transitions entre le mode  $E$  et le mode  $H$  que nous avons appelé global à basse pression et local à haute pression.

- Afin de juger de la validité des résultats du modèle ligne de transmission, et notamment la transition E-H, un réacteur capacitif, cylindrique de rayon  $R=25$  cm et dont les électrodes étaient distantes de 7 cm a été construit au LPTP. Le gaz utilisé était uniquement de l'argon (gaz électropositif) et la

fréquence d'excitation était de  $f=81.36$  MHz. A l'aide de divers diagnostics, nous avons d'une part caractérisé électriquement le réacteur et d'autre part caractérisé le plasma.

Tout d'abord, en utilisant des sondes de courant et de tension RF, mis au point au laboratoire LPTP, nous avons pu obtenir la valeur du courant et de la tension au niveau de l'électrode d'excitation. Puis, de par la disposition des sondes de courant dans le diélectrique et dans la contre-électrode, ce qui est d'ailleurs une première, nous avons pu vérifier que l'hypothèse de la vision ligne de transmission du réacteur dans le régime électromagnétique s'avérait juste, et nous avons également obtenu le profil radial du courant.

A l'aide d'un analyseur d'énergie des ions, placé au centre de l'électrode à la masse, nous avons pu obtenir le potentiel plasma moyen  $\bar{V}_p$  et la densité électronique  $n_e$  au centre de la décharge pour diverses conditions de fonctionnement. Puis, nous avons obtenu le profil radial du courant ionique  $J_i$  à l'aide de seize sondes de flux ionique disposées dans la contre-électrode. A partir de ces résultats nous avons déterminé le profil radial de la densité électronique  $n_e$ . A haute puissance (au-delà de  $P_{in}=200$  W), nous avons vu l'apparition d'une dissymétrie dans le profil radial électronique dont l'origine reste inconnue. De plus, nous avons constaté un bon accord entre la densité électronique  $n_e$  provenant de l'analyseur d'énergie et celle provenant des sondes de flux ionique.

Sur la figure (5.1), nous comparons le profil radial de la densité électronique  $n_e$  obtenue, à basse pression ( $p=5$  mtorr), expérimentalement à partir des sondes de flux ionique avec celles obtenues à partir du modèle global (voir chapitre 3). En effet, l'utilisation du modèle global est justifiée car à cette pression, la longueur de relaxation de l'énergie, d'après la relation (3.55) est égale à  $\lambda_e \approx 53$  cm. Bien que l'accord entre les courbes soit très bon, la valeur de la tension  $V_0$  utilisée dans le modèle n'est pas la même que la tension  $V_0^{exp}$  calculée à partir de la valeur du potentiel plasma moyen  $\bar{V}_p$  et de la relation (4.17) comme nous pouvons le voir dans le tableau n°2.

$p=5$ mTorr	$V_0$ (théorique)	$V_0^{exp}$ (expérience)
$P_{in}=100$ W	145 V	71.484 V
$P_{in}=600$ W	400 V	150.24 V

Tableau n°2



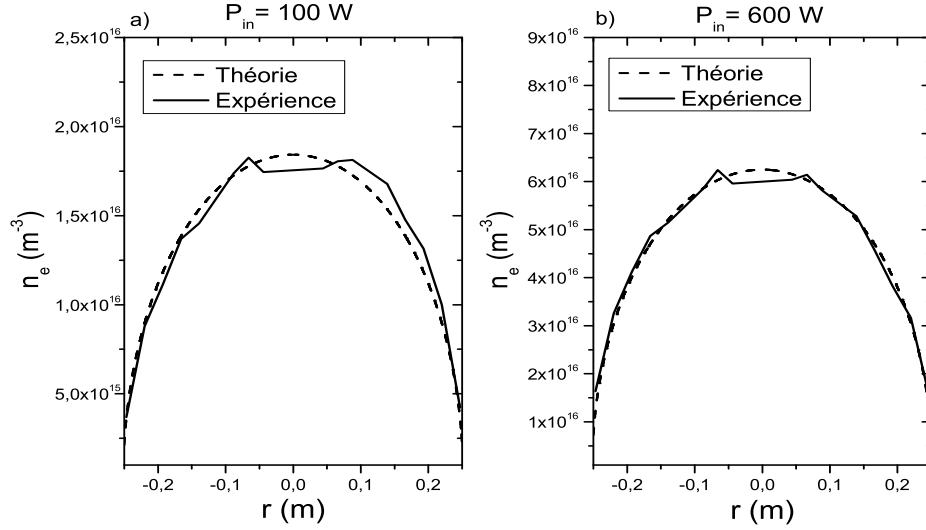


FIG. 5.1 – Profil radial de la densité électronique  $n_e$  obtenu par les sondes de flux ionique et par le modèle global, à  $p=5$  mTorr, pour une puissance de  $P_{in}=100$  W (a) et  $P_{in}=600$  W (b).

Cette différence entre les tensions s'explique en partie par le fait que dans le calcul de  $V_0^{exp}$ , nous n'avons pas pris en compte la tension continue  $V_{DC}$  qui se développe du fait de la dissymétrie des électrodes. Nous devrions utiliser en fait la relation suivante :

$$\bar{V}_p = 0.83 \left( \frac{V_0^{exp} - V_{DC}}{2} \right) + 5 T_e \quad (5.1)$$

ce qui aurait tendance à augmenter sensiblement la valeur de  $V_0^{exp}$  d'un facteur 1.2 dans le cas où nous considérons que  $V_{DC} \approx 1/5 V_0^{exp}$

Sur la figure (5.2), nous comparons le profil radial de la densité électronique  $n_e$  obtenue à haute pression ( $p=44$  mtorr), de façon expérimentale à partir des sondes de flux ionique avec celles obtenues à partir du modèle local (voir chapitre 3). Nous constatons d'une part que la valeur de la tension  $V_0$  utilisée dans le modèle local est différente de celle obtenue expérimentalement  $V_0^{exp}$  comme nous pouvons le voir sur le tableau n°3.

De plus, le profil radial théorique de la densité électronique n'est plus en

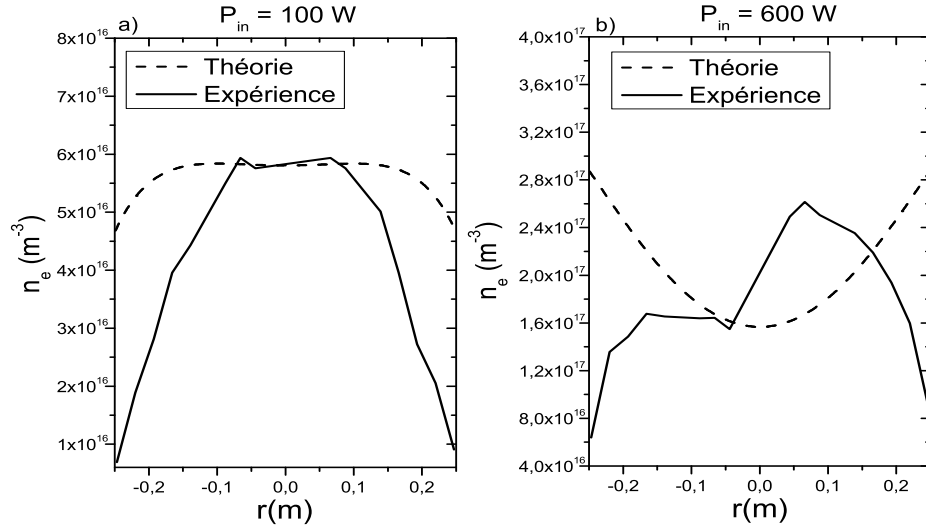


FIG. 5.2 – Profil radial de la densité électronique  $n_e$  obtenu par les sondes de flux ionique et par le modèle global, à  $p=44$  mTorr, pour une puissance de  $P_{in}=100$  W (a) et  $P_{in}=600$  W (b).

adéquation avec le profil expérimental. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à cette pression la longueur de relaxation de l'énergie des électrons est égale à  $\lambda_e \approx 22$  cm. Nous sommes en fait dans un régime hybride global-local où la diffusion des particules joue encore un rôle non négligeable. A noter qu'à la puissance  $P_{in}=600$  W le modèle local nous prédit une inversion du profil de la densité électronique. Le plasma est dans le mode de chauffage inductif (H) puisque la densité électronique est minimum au centre et maximum aux bords de la décharge.

$p=44$ mTorr	$V_0$ (théorique)	$V_0^{exp}$ (expérience)
$P_{in}=100$ W	123 V	59.821 V
$P_{in}=600$ W	340 V	85.675 V

Tableau n°3

Pour finir, nous avons réalisé une sonde B-dot plasma qui nous a permis de mesurer le champ magnétique  $B$  du plasma. Le profil radial du champ

est relativement symétrique à basse puissance et quelque soit la pression. Le champ magnétique est faible au centre et augmente vers les bords de la décharge. Par contre, à plus haute pression ( $p=44$  mTorr) et à haute puissance, des déformations importantes apparaissent. Nous avons mis en évidence d'importantes perturbations RF à haute puissance compromettant le bon fonctionnement des débitmètres. La principale conséquence est une perturbation du plasma et donc du champ magnétique *in situ*. Ceci pourrait être corrélé avec les perturbations que nous avons vu sur les profils radiaux de la densité électronique  $n_e$ . Nous avons tracé sur la figure (5.3), le profil du champ magnétique expérimental et celui obtenu par Femlab pour une décharge d'argon à la pression  $p=44$  mTorr et une puissance injectée de  $P_{in}=100$  W. Nous constatons que l'accord en terme d'amplitude est satisfaisant, cependant, la forme ne l'est pas. Cette différence peut provenir du fait que le modèle de Femlab n'est pas autocohérent.

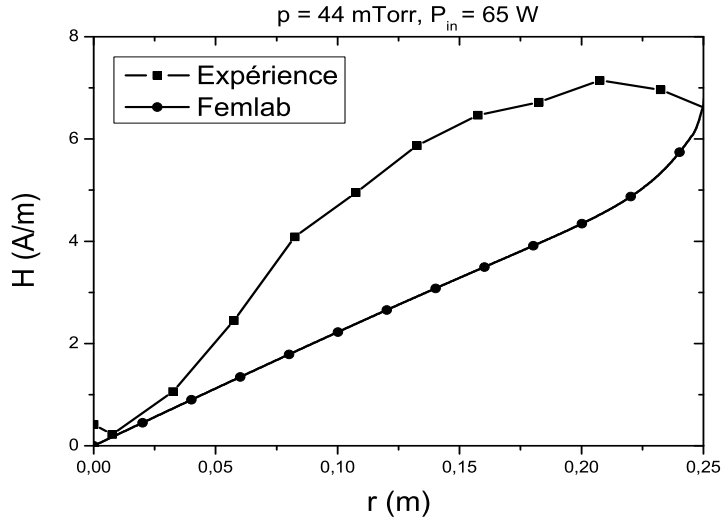


FIG. 5.3 – Profil du champ magnétique  $H$  obtenu avec le logiciel Femlab et expérimentalement pour un plasma d'argon ( $p=44$  mTorr,  $P_{in}=65$  W)

## 5.2 Perspectives

- Tout d'abord dans le prolongement de ce qui a déjà été fait, en procédant étape par étape, il serait intéressant de commencer par développer un modèle analytique, sous forme de ligne de transmission et basé sur les équations de Maxwell, d'un réacteur excité par deux fréquences. Il s'agit en quelque sorte d'unifier le modèle global autocohérent électrostatique d'une décharge capacitive double fréquence (DFC) du chapitre 2 et le modèle d'une décharge capacitive simple fréquence dans le régime dit électromagnétique du chapitre 3. Par la suite, nous pourrions voir quel serait l'impact sur les paramètres plasma d'une troisième fréquence d'excitation où simplement en changeant la forme des ondes excitatrices (triangulaires, créneaux, ...).

- Aujourd'hui, la physique est un tabouret qui repose sur trois pieds, la théorie, l'expérience et la simulation numérique sur ordinateur. Cette dernière permettrait d'obtenir des résultats qui viendraient compléter l'ensemble des résultats déjà obtenus durant cette thèse. Nous pourrions par exemple commencer par améliorer le modèle FEMLAB, utilisé pour dimensionner notre réacteur expérimental et pour calculer la fréquence de résonance, en se servant des différents modules que le logiciel possède, notamment pour le rendre autocohérent en incorporant un bilan d'énergie sur les électrons, un bilan de particules mais aussi une loi (Child) pour les gaines de charge d'espace. Il existe de nombreux laboratoires avec qui nous pourrions prendre contact afin de nous aider par exemple dans le développement de code de simulations de type hybride (PIC-fluide).

- Et pour finir, d'un point de vue expérimental, il serait intéressant, pour compléter ce travail de thèse, de poursuivre une campagne de mesures à plus haute pression ( $p > 100$  mTorr), de façon à pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec ceux provenant du modèle local, mais également de pouvoir mettre en évidence expérimentalement la transition locale E-H prédite théoriquement. Une autre mesure expérimentale importante serait la détermination de la composante continue  $V_{DC}$ , due à l'asymétrie de la décharge, car cette grandeur entre en jeu dans le calcul du potentiel plasma  $V_p$ , notamment à partir des mesures de la tension  $V_{RF}$ .

*Note* : Entre la soumission de ce manuscrit de thèse aux membres de jury et la soutenance, j'ai pu obtenir un profil radial de la densité électronique

$n_e$  à haute pression ( $p=216\text{mTorr}$ ). Ce résultat montrant le phénomène de transition local E-H est présenté en annexe I.

# Annexe A

## Réaction et taux de réaction ( $\text{m}^3/\text{s}$ ) de l'argon (Ar)

Numéro	Réaction	Constante de réaction ( $\text{m}^3/\text{s}$ )	Source
1	e+Ar elastic scattering	$(2.336E - 14) T_e^{1.609} e^{0.0618(\ln T_e)^2 - 0.1171(\ln T_e)^3}$	a
2	$\text{e} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + 2\text{e}$	$(2.34E - 14) T_e^{0.59} e^{-17.44/T_e}$	a
3	$\text{e} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^* + \text{e}$	$(2.48E - 14) T_e^{0.33} e^{-12.78/T_e}$	a,b
4	$\text{e} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}(4\text{s}) + \text{e}$	$(5.0E - 15) T_e^{0.74} e^{-11.56/T_e}$	c
5	$\text{e} + \text{Ar}(4\text{s}) \rightarrow \text{Ar} + \text{e}$	$(4.36E - 16) T_e^{0.74}$	d
6	$\text{e} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}(4\text{p}) + \text{e}$	$(1.4E - 14) T_e^{0.71} e^{-13.2/T_e}$	c
7	$\text{e} + \text{Ar}(4\text{p}) \rightarrow \text{Ar} + \text{e}$	$(3.9E - 16) T_e^{0.71}$	d
8	$\text{Ar}(4\text{s}) + \text{e} \rightarrow \text{Ar}(4\text{p}) + \text{e}$	$(8.9E - 13) T_e^{0.51} e^{-1.59/T_e}$	c
9	$\text{Ar}(4\text{p}) + \text{e} \rightarrow \text{Ar}(4\text{s}) + \text{e}$	$(3.0E - 13) T_e^{0.51}$	d
10	$\text{e} + \text{Ar}(4\text{s}) \rightarrow \text{Ar}^+ + 2\text{e}$	$(6.8E - 15) T_e^{0.67} e^{-4.2/T_e}$	c
11	$\text{e} + \text{Ar}(4\text{p}) \rightarrow \text{Ar}^+ + 2\text{e}$	$(1.8E - 13) T_e^{0.61} e^{-2.61/T_e}$	c
12	$\text{e} + \text{Ar}_m \rightarrow \text{Ar}_r + \text{e}$	$2E - 13$	c
13	$\text{Ar}_r \rightarrow \text{Ar} + h\nu$	$3.0E7 \text{ s}^{-1}$	d,e
14	$\text{Ar}(4\text{p}) \rightarrow \text{Ar} + h\nu$	$3.2E7 \text{ s}^{-1}$	d,e

### Source

- (a) Fit by Gudmundsdsson (2002) in the range  $1 \leq T_e \leq 7 \text{ eV}$ .
- (b) Average energy loss-weighted excitation rate constant for  $\varepsilon_x = 12.14 \text{ V}$ .
- (c) Kannari *et al.* (1985).
- (d) Ashida *et al.* (1995).
- (e) Average first-order rate constant in units of  $\text{s}^{-1}$ .



# Annexe B

## Modèle analytique d'une gaine de charge d'espace double fréquence développé par Robiche *et al.*[16].

i) La densité de courant  $J(t)$  passant à travers la gaine de charge d'espace est la superposition de deux densités de courant sinusoïdales  $RF$ .

$$J(t) = J_{bf} \sin(\omega_{bf}t) + J_{hf} \sin(\omega_{hf}t) \quad (B.1)$$

où les labels bf et hf correspondent respectivement à la basse fréquence et à la haute fréquence .

ii) Nous supposons qu'il n'y a pas d'ionisation ou de recombinaison dans la gaine ce qui implique que le flux ionique est constant dans la gaine et égal au flux de Bohm (continuité du courant) :

$$n_i(x)u_i(x) = n_0u_B \quad (B.2)$$

où  $n_0=n_e h_l$  est la densité électronique du plasma au bord de la gaine ionique.

iii) L'équation de la conservation de l'énergie est :

$$\frac{1}{2}m_i u_i(x)^2 + e\bar{\Phi}(x) = \frac{1}{2}m_i u_B^2 \quad (B.3)$$

où  $\bar{\Phi}(x)$  est le potentiel moyen de la gaine.

iv) En utilisant les relations (B.2) et (B.3) nous pouvons en déduire une relation pour la densité ionique  $n_i(x)$  :

$$n_i(x) = n_0 \left(1 - \frac{2\bar{\Phi}}{T_e}\right)^{-1/2} \quad (B.4)$$



où  $n_0 = n_e h_l$ .

v) Le modèle inhomogène de la gaine de charge d'espace que nous utilisons suppose :

$$\begin{aligned} n_e(x, t) &= 0 & x > s(t) \\ &= n_i(x) & x < s(t) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

conduisant à la densité de charge

$$\begin{aligned} \rho(x, t) &= e (n_i(x) - n_e(x, t)) \\ &= e n_i(x) & x > s(t) \\ &= 0 & x < s(t) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

- Le champ électrique instantané  $E$  est d'après l'équation de Poisson :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{e}{\varepsilon_0} n_i(x) & x > s(t) \\ &= 0 & x < s(t) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

ce qui nous donne pour la dérivée du potentiel instantané  $\Phi$  :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = -E(x, t) \quad (\text{B.8})$$

- Le champ électrique moyenné (dans le temps)  $\bar{E}$  est d'après l'équation de Poisson :

$$\frac{d\bar{E}}{dx} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i(x) - \bar{n}_e(x)) \quad (\text{B.9})$$

ce qui nous donne pour la dérivée du potentiel moyen  $\bar{\Phi}$  :

$$\frac{d\bar{\Phi}}{dx} = -\bar{E}(x, t) \quad (\text{B.10})$$

- La densité électronique moyenne  $\bar{n}_e(x)$  est obtenue par intégration sur un cycle basse fréquence  $\omega_{\text{bf}}$  :

$$\bar{n}_e(x) = \frac{\omega_{\text{bf}}}{2\pi} \int_{-\pi/\omega_{\text{bf}}}^{\pi/\omega_{\text{bf}}} n_e(x, t) dt \quad (\text{B.11})$$

Nous obtenons :

$$\bar{n}_e(x) = n_i(x) \left(1 - \frac{2\phi}{2\pi}\right) \quad (\text{B.12})$$

• A partir de la conservation de la charge et de l'équation de Poisson, nous remarquons que le champ électrique varie en  $J/\omega$ , ceci a pour conséquence que :

$$E_{\text{bf}} = \frac{J_{\text{bf}}}{\omega_{\text{bf}}} \gg E_{\text{hf}} = \frac{J_{\text{hf}}}{\omega_{\text{hf}}} \quad (\text{B.13})$$

Le potentiel moyen  $\bar{\Phi}$  de la gaine de charge d'espace sera affecté principalement par la composante basse fréquence de la densité de courant  $J_{\text{bf}}$ .

• En égalisant le courant de déplacement au courant de conduction à la frontière de la gaine de charge d'espace électronique, nous obtenons l'équation pour le mouvement de la gaine électronique :

$$en_i(s) \frac{ds}{dt} = J_{\text{bf}} \sin(\omega_{\text{bf}}t) + J_{\text{hf}} \sin(\omega_{\text{hf}}t) \quad (\text{B.14})$$

En intégrant cette relation nous obtenons :

$$\frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^{s(t)} n_i(x) dx = \frac{J_{\text{bf}}}{\varepsilon_0 \omega_{\text{bf}}} (1 - \cos(\omega_{\text{bf}}t)) + \frac{J_{\text{hf}}}{\varepsilon_0 \omega_{\text{hf}}} (1 - \cos(\omega_{\text{hf}}t)) \quad (\text{B.15})$$

• En intégrant la relation (B.7) nous obtenons :

$$\begin{aligned} E(x, t) &= \frac{e}{\varepsilon_0} \int_{s(t)}^x n_i(x') dx' & x > s(t) \\ &= 0 & x < s(t) \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

ce qui nous permet d'écrire en utilisant la relation (B.15) :

$$E(x, t) = \frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^x n_i(x') dx' - \frac{J_{\text{bf}}}{\varepsilon_0 \omega_{\text{bf}}} (1 - \cos(\omega_{\text{bf}}t)) - \frac{J_{\text{hf}}}{\varepsilon_0 \omega_{\text{hf}}} (1 - \cos(\omega_{\text{hf}}t)) \quad (\text{B.17})$$

• Le champ électrique moyen  $\bar{E}$  est obtenu par intégration sur un cycle basse fréquence  $\omega_{\text{bf}}$  :

$$\bar{E}(x) = \frac{\omega_{\text{bf}}}{2\pi} \int_{-\pi/\omega_{\text{bf}}}^{\pi/\omega_{\text{bf}}} E(x, t) dt \quad (\text{B.18})$$

En utilisant (B.17) et la condition (B.13) dans (B.18) nous obtenons :

$$\overline{E}(x) = \frac{J_{\text{bf}}}{\pi \varepsilon_0 \omega_{\text{bf}}} (\sin \phi - \phi \cos \phi) \quad (\text{B.19})$$

puis finalement en utilisant la relation (B.10) :

$$\frac{d\overline{\Phi}}{dx} = -\frac{J_{\text{bf}}}{\varepsilon_0 \pi \omega_{\text{bf}}} (\sin \phi - \phi \cos \phi) \quad (\text{B.20})$$

• En utilisant la relations (B.4) et la relation (B.14) où nous avons posé  $\phi = \omega_{\text{bf}} t$  et  $s = x$  nous obtenons :

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{(1 - 2\overline{\Phi}/T_e)^{-1/2}}{s_0 (\sin \phi + \beta \sin(\alpha \phi))} \quad (\text{B.21})$$

où  $s_0 = \frac{J_{\text{bf}}}{e \omega_{\text{bf}} n_0}$  est une amplitude d'oscillation,  $\alpha = \frac{\omega_{\text{hf}}}{\omega_{\text{bf}}}$  et  $\beta = \frac{J_{\text{hf}}}{J_{\text{bf}}}$ .

• Finalement, les deux équations différentielles fondamentales régissant la dynamique de la gaine capacitive sont (B.20) et (B.21), soient :

$$\begin{cases} \frac{d\overline{\Phi}}{dx} = -\frac{J_{\text{bf}}}{\varepsilon_0 \pi \omega_{\text{bf}}} (\sin \phi - \phi \cos \phi) \\ \frac{d\phi}{dx} = \frac{(1 - 2\overline{\Phi}/T_e)^{-1/2}}{s_0 (\sin \phi + \beta \sin(\alpha \phi))} \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

## Annexe C

L'équation générale modélisant le modèle global autocohérent de la décharge capacitive double fréquence s'écrit :

$$A H^4 + B H^3 + C H^2 + D H + E = 0 \quad (\text{C.1})$$

où  $A, B, C, D$  et  $E$  sont dépendants de  $\alpha, \beta, T_e$  et  $s_m$ .

$$A = V R^3 \quad (\text{C.2})$$

$$B = V [3TR^2 + 55R^3] - S^o I_4^2 \quad (\text{C.3})$$

$$C = V [3RT^2 + 55(3TR^2)] - S^o (55 I_4^2 + I_4^1) - 36 C_1 R (1 + 1.1\beta^2) \quad (\text{C.4})$$

$$D = V [T^3 + 55(3RT^2)] - S^o (55 I_4^1 + I_4^0) - 36 C_1 T (1 + 1.1\beta^2) \quad (\text{C.5})$$

$$E = V [55T^3] - 55 S^o I_4^0 \quad (\text{C.6})$$

avec

$$V = \frac{\pi \varepsilon_0 T_e u_B \varepsilon_T}{s_m^2} \quad (\text{C.7})$$

$$R = \frac{5\pi}{12} \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5} \right) \quad (\text{C.8})$$

$$T = 2 \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \right) \quad (\text{C.9})$$

$$S^o = s_m C_2 \left( \frac{e h_l}{\pi \varepsilon_0 T_e} \right)^{1/2} \quad (\text{C.10})$$

$$I_4^0 = \frac{1}{2} (1 + \beta^2) \pi \quad (\text{C.11})$$

$$I_4^1 = \left( \frac{512}{675} + \frac{32}{27} \beta^2 \right) \quad (\text{C.12})$$

$$I_4^2 = \left( \frac{14912}{165375} + \frac{668}{3375} \beta^2 \right) \pi \quad (\text{C.13})$$

et où les coefficients  $C_1$  et  $C_2$  sont définis respectivement par (2.33) et (2.35).

## Annexe D

• Nous allons résoudre analytiquement le système (2.42) constitué des deux relations suivantes, dans le cas où  $H \gg 1$  et lorsque nous considérons que le chauffage prédominant est le chauffage stochastique, soit le nouveau système :

$$\begin{cases} C_1 \frac{36}{55} H^2 (1 + 1.1\beta^2) = e n_0 u_B \varepsilon_T \\ \frac{s_m}{s_0} = \frac{5\pi H}{12} \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5} \right) \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

Nous allons suivre la même procédure de résolution que dans le cas général. A partir de la loi de Child (2<sup>ème</sup> équation du système (D.1)), nous allons obtenir la densité électronique  $n_e$ , en utilisant le fait que  $s_0 = J_{\text{bf}}/e\omega_{\text{bf}}n_0$  et  $J_{\text{bf}} = \sqrt{H e n_e h_l \pi \varepsilon_0 \omega_{\text{bf}}^2 T_e}$ , soit :

$$n_e = \left( \frac{\pi \varepsilon_0 T_e}{e h_l} \right) \left( \frac{5\pi}{12} \right)^2 \left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5} \right)^2 \frac{H^3}{s_m^2} \quad (\text{D.2})$$

En insérant la relation (D.2) dans le bilan d'énergie des électrons (1<sup>ère</sup> équation du système (D.1)), nous obtenons une solution unique pour H :

$$H = H_0 \frac{\omega^2 s_m^2}{\varepsilon_T} \frac{1 + 1.1\beta^2}{\left( 1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5} \right)^2} \quad (\text{D.3})$$

avec

$$H_0 = \frac{1296}{1375\sqrt{2}} \frac{(m_e m_i)^{1/2}}{e\pi^{3/2}} \quad (\text{D.4})$$

• Nous souhaitons exprimer  $H$  en fonction uniquement du paramètre  $J_{bf}$ , pour cela nous devons remplacer  $s_m$  dans la relation (D.3). En utilisant la loi de Child (2<sup>ème</sup> équation du système (D.1)) et le fait que  $s_0 = J_{bf}/e\omega_{bf}n_0$ , nous obtenons :

$$s_m = \frac{5\pi H}{12} \left(1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5}\right) \frac{J_{bf}}{e\omega_{bf}n_0} \quad (D.5)$$

En remplaçant cette dernière relation dans (D.3), nous obtenons :

$$H = H_0 \frac{\omega^2}{\varepsilon_T} \frac{1 + 1.1\beta^2}{\left(1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5}\right)^2} \left(\frac{5\pi H}{12}\right)^2 \left(1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5}\right)^2 \left(\frac{J_{bf}}{e\omega_{bf}n_0}\right)^2 \quad (D.6)$$

De plus en utilisant la relation (2.9), nous obtenons en remplaçant  $n_0$  dans la relation (D.6), une équation en  $H$  dont la solution s'exprime uniquement en fonction des paramètres  $J_{bf}$  et  $\beta$  :

$$H = H' \frac{J_{bf}^{2/3}}{(1 + 1.1\beta^2)^{1/3}} \quad (D.7)$$

avec

$$H' = \left[ \left(\frac{12}{5\pi}\right)^2 \left(\frac{1}{\pi \varepsilon_0 T_e \omega^2}\right)^2 \left(\frac{\varepsilon_T}{H_0}\right) \right]^{1/3} \quad (D.8)$$

\* La densité électronique  $n_e$  est obtenue en combinant la relation (2.9) et la relation (D.7) :

$$n_e = n'_e J_{bf}^{4/3} (1 + 1.1\beta^2)^{1/3} \quad (D.9)$$

avec

$$n'_e = \frac{1}{h_l e \pi \varepsilon_0 T_e \omega^2 H'} \quad (D.10)$$

\* Quant à la taille maximale de la gaine de charge d'espace  $s_m$ , nous devons utiliser la loi de Child (2<sup>ème</sup> équation du système (D.1)), ainsi que les relations (D.7) et (D.9) :

$$s_m = s'_m J_{bf}^{1/3} \frac{\left(1 + \frac{\beta}{\alpha} \frac{9}{5}\right)}{(1 + 1.1\beta^2)^{2/3}} \quad (D.11)$$

avec

$$s'_m = \frac{5 \pi H'}{e \omega_{bf} n'_e} \quad (\text{D.12})$$

### Lois d'échelle

\* *Courant ionique*  $J_i$

Sachant que  $J_i = en_e h_l u_B$  et que nous considérons la température électronique comme pratiquement constante, alors nous en déduisons que  $J_i \propto n_e$ . En utilisant la relation (D.9), nous en déduisons que :

$$J_i \propto J_{bf}^{4/3} \beta^{2/3} \quad (\text{D.13})$$

\* *Energie ionique*  $E_i$

En ce qui concerne l'énergie des ions  $E_i$ , considérons le potentiel moyen  $\bar{\Phi}_m$  donnée par la relation (2.20) :

$$-\bar{\Phi}_m = \frac{T_e}{2} \left[ 2 \pi H \left( \frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha} \right) + \pi^2 H^2 \left( \frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \right] \quad (\text{D.14})$$

a) Cas  $H \gg 1$ .

La relation (D.14) devient :

$$-\bar{\Phi}_m = \frac{T_e}{2} \pi^2 H^2 \left( \frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \quad (\text{D.15})$$

En utilisant (D.7) et (D.15), nous obtenons finalement :

$$-\bar{\Phi}_m = \bar{\Phi}'_m J_{bf}^{4/3} \frac{\left( \frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha} \right)^2}{(1 + 1.1\beta^2)^{2/3}} \quad (\text{D.16})$$

avec

$$\bar{\Phi}'_m = \frac{T_e}{2} \pi^2 H'^2 \quad (\text{D.17})$$



Or  $E_i \approx e\bar{\Phi}_m$ , donc nous en déduisons que :

$$E_i \propto \left(\frac{J_{\text{bf}}}{\beta}\right)^{4/3} \left(\frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \quad (\text{D.18})$$

b) Cas général H.

$$-\bar{\Phi}_m = J_{\text{bf}}^{2/3} \frac{\left(\frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha}\right)}{(1 + 1.1\beta^2)^{1/3}} \left[ \bar{\Phi}_{m1} + \bar{\Phi}_{m2} J_{\text{bf}}^{2/3} \frac{\left(\frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha}\right)}{(1 + 1.1\beta^2)^{1/3}} \right] \quad (\text{D.19})$$

avec

$$\bar{\Phi}_{m1} = T_e \pi H' \quad \text{et} \quad \bar{\Phi}_{m2} = \frac{T_e}{2} \pi^2 H'^2 \quad (\text{D.20})$$

Or  $E_i \approx e\bar{\Phi}_m$ , donc nous en déduisons que :

$$E_i \propto \left(\frac{J_{\text{bf}}}{\beta}\right)^{2/3} \left(\frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha}\right) \left[ 1 + \left(\frac{J_{\text{bf}}}{\beta}\right)^{2/3} \left(\frac{3}{4} + \frac{\beta}{\alpha}\right) \right] \quad (\text{D.21})$$

\*  $K_{\text{cap}}$

La valeur de  $K_{\text{cap}}$  est obtenue à partir de la relation (2.55) :

$$K_{\text{cap}} = \left(\frac{J_{\text{bf}}}{\omega_{\text{bf}} V_{\text{bf}}}\right) \left(\frac{s_m}{\varepsilon_0}\right) \quad (\text{D.22})$$

Afin d'exprimer  $K_{\text{cap}}$  en fonction de  $J_{\text{bf}}$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ , nous devons exprimer  $s_m$  et  $V_{\text{bf}}$  en fonction de ces mêmes paramètres. Les relations (1.10) et (2.51) nous permettent d'obtenir que la tension basse fréquence est proportionnelle à l'énergie ionique  $E_i$  :

$$V_{\text{bf}} \approx \frac{E_i}{(1 + \beta/\alpha)} \quad (\text{D.23})$$

En fonction du cas considéré, nous allons à partir des lois d'échelles obtenues précédemment, déterminer dans le cas général  $H$  et dans le cas  $H \gg 1$ , la loi d'échelle de  $K_{\text{cap}}$ .

a) Cas  $H \gg 1$ .

En remplaçant dans la relation (D.23),  $s_m$  provenant de la relation (D.11) et  $E_i$  provenant de la relation (D.16), nous obtenons :

$$K_{cap} = \frac{10}{12} \frac{(1 + \beta/\alpha) (1 + \beta/\alpha \ 9/5)}{(3/4 + \beta/\alpha)^2} \quad (D.24)$$

Nous constatons que  $K_{cap}$  est indépendant de la densité de courant basse fréquence  $J_{bf}$  et ne dépend que des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ .

b) Cas général  $H$ .

En remplaçant dans la relation (D.23),  $s_m$  provenant de la relation (D.11) et  $E_i$  provenant de la relation (D.19), nous obtenons :

$$K_{cap} = \frac{(1 + \beta/\alpha) (1 + (9\beta) / (5\alpha))}{(3/4 + \beta/\alpha)^2} \frac{(10/12)}{1 + \frac{2}{\pi} \frac{(1 + 1.1\beta^2)^{1/3}}{(3/4 + \beta/\alpha) H' J_{bf}^{2/3}}} \quad (D.25)$$



## Annexe E

Nous présentons dans cette annexe, une méthode d'étalonnage pour les capteurs de courant et de tension. Nous avons vu qu'à haute fréquence une onde stationnaire s'établissait dans le réacteur. La tension et le courant ont des ventres et des noeuds. Pour éviter de phénomène, nous allons travailler à très basse fréquence.

Soit une ligne de transmission idéale (aucune dissipation), d'impédance  $Z_0 = 50 \text{ Ohm}$ , caractérisée par un coefficient de propagation  $\gamma = \sqrt{L C}$  et terminée par une charge impédance  $Z_L$ . Il est possible d'écrire en fonction de la position dans le système  $z$ , la tension  $V(z)$  et le courant  $I(z)$ . En supposant que l'onde incidente est de la forme  $V_0^+ e^{-j\beta z}$  et générée par une source à  $z = 0$ , nous obtenons :

$$V(z) = V_0^+ [e^{-j\beta z} + \Gamma e^{+j\beta z}] \quad (\text{E.1})$$

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} [e^{-j\beta z} - \Gamma e^{+j\beta z}] \quad (\text{E.2})$$

où  $\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}$  est le coefficient de réflexion.

Dans le cas de l'étalonnage d'une sonde de tension, nous devons connaître la valeur de la tension en chaque point de la décharge et pour plus de facilité nous souhaiterions quelle soit constante. Si nous effectuons le vide dans l'enceinte du réacteur, alors vu du générateur, l'espace entre les électrodes constitue un milieu d'impédance infinie. La figure (E.1) représente la ligne de transmission équivalente à l'ensemble du réacteur à vide. L'impédance étant infinie, il en résulte que le coefficient de réflexion vaut  $\Gamma = 1$  et nous obtenons

d'après (E.1) et (E.2) :

$$V(z) = V_0^+ [e^{-j\beta z} + e^{+j\beta z}] = 2V_0^+ \cos(\beta z) \quad (\text{E.3})$$

et

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} [e^{-j\beta z} - e^{+j\beta z}] = -\frac{2jV_0^+}{Z_0} \sin(\beta z) \quad (\text{E.4})$$

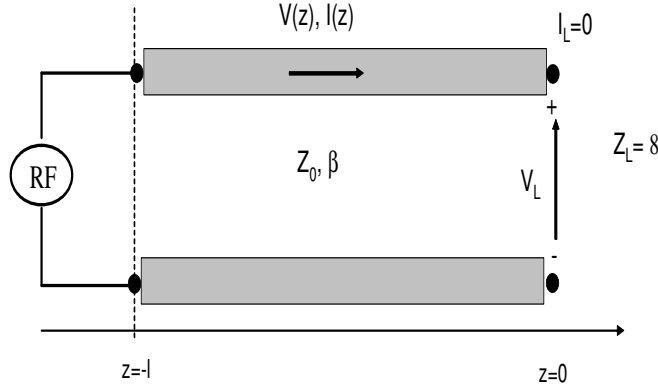


FIG. E.1 – Ligne de transmission en circuit ouvert.

Nous constatons d'une part que la tension est réelle et que le courant est imaginaire. Pour tracer la tension donnée par la formule (E.3), nous devons connaître la valeur de  $\beta$  qui est défini par le rapport entre  $\omega$  la pulsation d'excitation de notre réacteur et  $\omega_0$  la pulsation de coupure du réacteur. Le logiciel FEMLAB nous a permis de déterminer la fréquence de coupure de notre réacteur expérimental et elle vaut  $f_0=45$  MHz. Sur la figure (E.2) nous avons tracé le profil de la tension normalisée à  $2V_0^+$  dans le cas d'une ligne de transmission idéale, de longueur  $l=1.1$  m, terminée par un circuit ouvert. Nous constatons que l'utilisation d'une source excitatrice basse fréquence (100 kHz) permet d'obtenir un profil de tension constant dans le réacteur. Connaissant la valeur de la tension dans le réacteur  $V$  et celle mesurée par la sonde  $V_s$ , nous en déduirons le coefficient de proportionalité  $c_V = V/V_s$ .

Dans le cas de l'étalonnage de la sonde de courant, nous cherchons à obtenir un court-circuit. Pour cela nous effectuons le vide dans le réacteur mais nous relions cette fois-ci les deux électrodes par un système approprié.

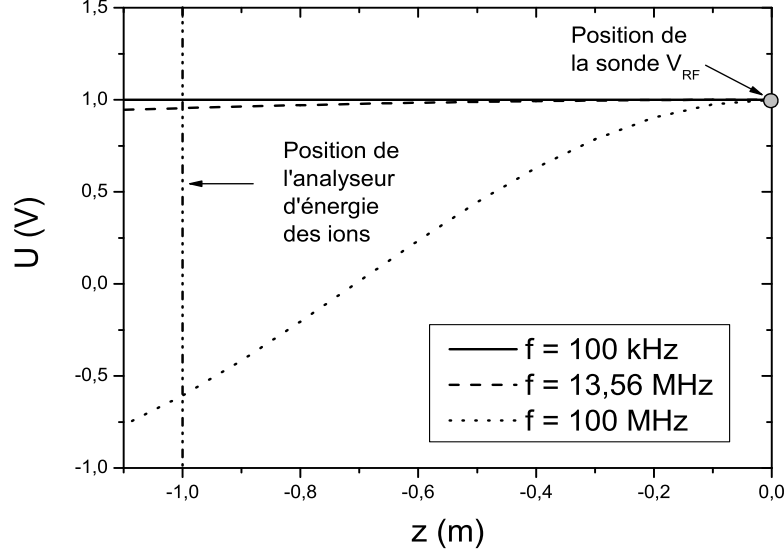


FIG. E.2 – Tension  $U$  en fonction de la position obtenue dans le cas d'une ligne de transmission en circuit ouvert.

La figure (E.3) représente la ligne de transmission équivalente à l'ensemble du réacteur à vide court-circuité. Dans ce cas, l'impédance vue du générateur est nulle et le coefficient de réflexion vaut  $\Gamma = -1$ . Il en résulte d'après (E.1) et (E.2) :

$$V(z) = -2jV_0^+ \sin(\beta z) \quad (\text{E.5})$$

et

$$I(z) = \frac{2V_0^+}{Z_0} \cos(\beta z) \quad (\text{E.6})$$

Dans cette configuration, la tension est imaginaire, et le courant est réel. Connaissant la valeur de  $\beta$  qui se trouve être la même que dans le cas de l'étalonnage de la sonde, nous avons tracé sur la figure (E.4), le courant, normalisé à  $2V_0^+/Z_0$ , circulant dans une ligne de transmission de  $l=1.25$  m. Nous constatons une fois de plus que l'utilisation d'une source d'énergie basse fréquence (100 kHz) permet d'obtenir une valeur du courant constant sur toute la ligne. Connaissant la valeur du courant dans le réacteur  $I$  et celle mesurée

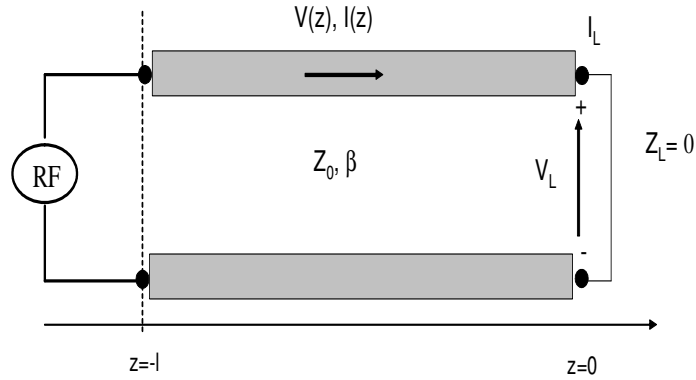


FIG. E.3 – Ligne de transmission en court-circuit.

par la sonde  $I_s$ , nous en déduisons le coefficient de proportionnalité  $c_I = I/I_s$ .

D'un point de vue expérimental, il est nécessaire de connaître la tension  $V$  et le courant  $I$  sur la ligne. Pour cela, nous utiliserons la puissance réfléchie dans le cas d'un circuit ouvert ( $\Gamma = 1$ ) et la puissance incidente dans le cas d'un court-circuit ( $\Gamma = -1$ ). La puissance réfléchie s'écrit :

$$P_r = \frac{1}{2} \frac{|V_0^+|^2}{Z_0} \quad (\text{E.7})$$

et la puissance réfléchie :

$$P_{cc} = \frac{1}{2} Z_0 |I_0^+|^2 \quad (\text{E.8})$$

Connaissant la puissance  $P_r$  et  $P_{cc}$ , nous en déduisons respectivement la tension  $V_0^+$  et le courant  $I_0^+$

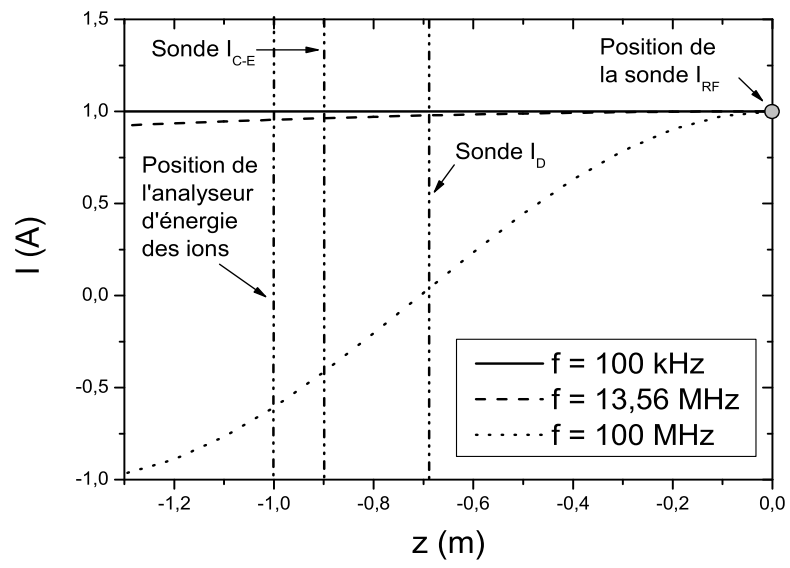


FIG. E.4 – Courant  $U$  en fonction de la position obtenue dans le cas d'une ligne de transmission en court-circuit.





# Annexe F

## Etalonnage de la sonde B-dot

Afin d'étalonner correctement la sonde B-dot nous devons utiliser une source de champ magnétique connue. Le plus simple est de construire un système de deux boucles identiques en position de Helmholtz (la distance séparant les deux boucles doit être égale aux rayons de ces deux dernières). Un courant circulant dans ces boucles créera un champ magnétique  $B$  maximal au milieu de l'axe joignant le centre de chacune des boucles.

De façon à ce qu'un courant puisse circuler dans chacune des bobines, nous devons adapter le système, car sinon, toute l'énergie envoyée par le générateur lui sera retourné. Pour ce faire, nous allons mettre en parallèle du système de Helmholtz une résistance de  $50\ \Omega$ . Le champ magnétique  $B$  créé par le système de Helmholtz sera déterminé numériquement à partir de la connaissance du courant circulant dans chacune des boucles. Pour cela, nous devons mettre en série une sonde de courant dont le principe est basée sur celui évoqué dans le paragraphe *Sonde courant-tension* du chapitre 4. L'étalonnage de cette sonde nécessite l'utilisation d'un analyseur vectoriel en mode transmission. Sur la figure (F.1 a)), nous avons tracé le rapport  $V/I_p$  en fonction de la fréquence et sur la figure (F.1 b)) la valeur de l'inductance  $L_m$  correspondante.

Une fois que notre sonde de courant est étalonnée, nous plaçons celle-ci en série dans notre circuit, à savoir juste avant l'association en parallèle des deux bobines de Helmholtz. Ensuite, nous effectuons un relevé à l'oscilloscope du signal transmis par la sonde B-dot placée au centre du système de Helmholtz. Nous ferons varier la tension délivrée par le générateur et sa

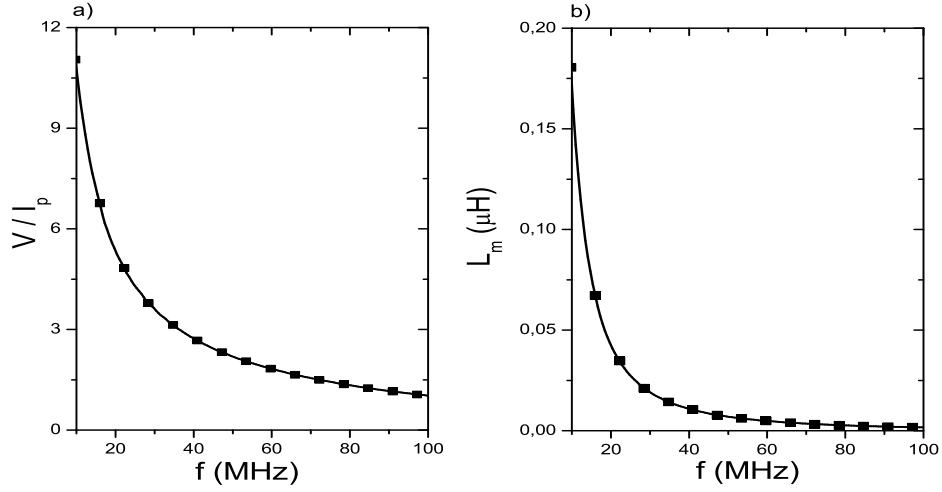


FIG. F.1 – Courbes d'étalonnage de la sonde de courant.

fréquence de fonctionnement. Nous allons comparer la tension mesurée par la sonde B-dot avec celle obtenue par deux méthodes qui prennent en paramètre d'entrée le courant mesuré par la sonde de courant. La première méthode est basée sur la loi de Lenz et la seconde méthode fait intervenir les inductances mutuelles de couplage.

- 1<sup>ère</sup> méthode : Loi de Lenz-Faraday.

Le schéma électrique équivalent du système composé par les boucles de Helmholtz et de la sonde B-dot présenté sur la figure(F.2). A noter que la résistance de  $1\text{M}\Omega$  correspond à la résistance d'entrée de l'oscilloscope.

Connaissant expérimentalement les dimensions de la sonde et notamment sa surface  $S$ , il ne nous reste plus qu'à déterminer l'amplitude du champ magnétique induit  $B$  au centre. Pour cela, nous nous servirons de la formule théorique donnée en annexe H, soit :

$$B(0) = \frac{\mu_o I}{R} \left( \frac{4}{5} \right)^{3/2} \quad (\text{F.1})$$

où  $R$  est le rayon de chaque boucle et  $I$  le courant mesuré par la sonde de

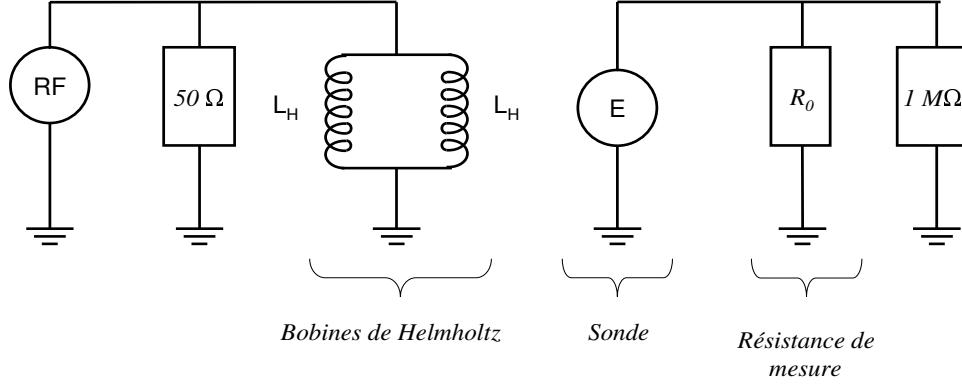


FIG. F.2 – Schéma électrique de l'étalonnage de la sonde B-dot (méthode de Lenz-Faraday).

courant.

Nous en déduisons finalement que la valeur de la FEM induite est donnée à partir de la relation (4.35) et (F.1)

$$|E| = \frac{\omega \mu_o I S}{R} \left( \frac{4}{5} \right)^{3/2} \quad (\text{F.2})$$

- 2<sup>ème</sup> méthode : Inductance mutuelle.

Dans cette méthode, nous écrivons que les boucles de Helmholtz et la boucle de la sonde sont des inductances couplées par l'intermédiaire d'une inductance mutuelle  $M_{HS}$ . Le schéma électrique équivalent du système est présenté sur la figure(F.3). Nous pouvons également y inclure les éléments de dissipation tels que les résistances des différents conducteurs constituant les bobines de Helmholtz (les formules théoriques se trouvent en annexe H). En effectuant la loi des mailles dans le circuit, nous obtenons la tension aux bornes de la sonde en fonction du courant mesuré par la sonde de courant :

$$V_L = R_0 \cdot I_s = R_0 \left( \frac{-j\omega M_{HS}}{j\omega L_S + r_s + R_0} \right) I \quad (\text{F.3})$$

où  $L_S$  est l'inductance de la sonde,  $r_s$  la résistance due aux fils constituant

de la sonde et  $R_0$  la résistance de mesure ( $50 \Omega$ ).

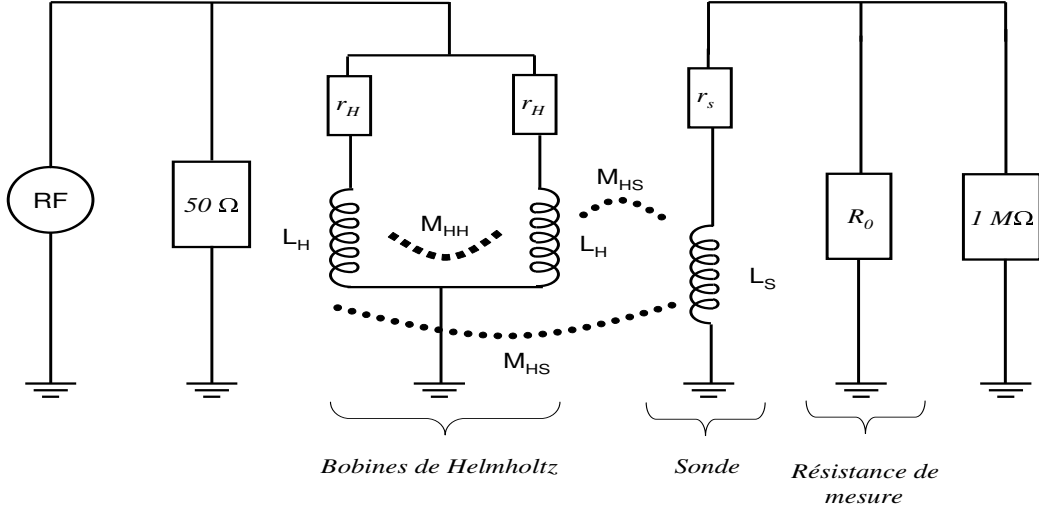


FIG. F.3 – Schéma électrique de l'étalonnage de la sonde B-dot (méthode par inductance mutuelle).

Sur la figure (F.4), nous avons tracé la valeur des tensions  $V_{exp}$ ,  $E$  et  $V_L$  en fonction de la tension délivrée par le générateur  $V_g$  dans le cas de deux fréquences qui sont respectivement  $13.56 \text{ MHz}$  et  $80 \text{ MHz}$ . Nous constatons d'une part que l'accord est très satisfaisant entre  $V_{exp}$  et  $V_L$  et d'autre part que celui-ci est moins bon entre  $V_{exp}$  et  $E$ . En effet, l'incertitude relative de  $|E|$  à partir de la relation (F.2), vaut :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta r}{r} \quad (\text{F.4})$$

ce qui dans le cas de la deuxième sonde (voir paragraphe *Nouvelle sonde B-dot* du chapitre 4 ) conduirait à  $\Delta E/E \approx 0.6$ .

- A noter que lorsque nous tournons la sonde de  $90^\circ$ , nous obtenons à peu près  $1/10$  du signal. Cependant ce signal reste difficile à interpréter car provient-il d'un couplage électrostatique ou tout simplement provient-il du fait que nous ne sommes pas exactement à  $90^\circ$  ? Cette remarque est très importante car en réalité si nous voulions être plus rigoureux, nous devrions

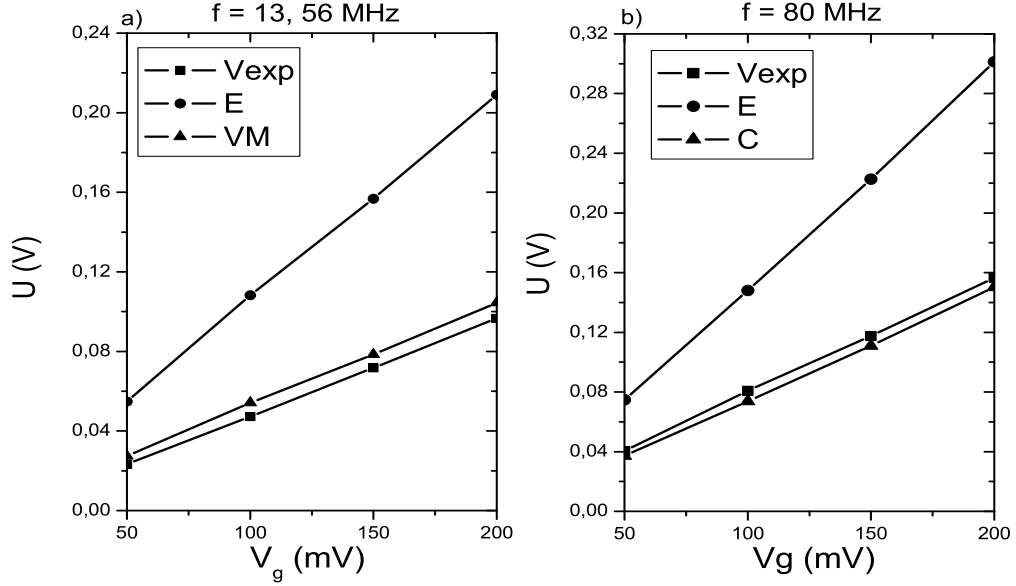


FIG. F.4 – Comparaison entre la tension mesurée expérimentalement  $V_{exp}$  et les tensions  $V_L$  et  $E$  déterminées grâce aux valeurs obtenues à partir de la sonde de courant pour une fréquence de 13.56 MHz et 80 MHz.

prendre en compte que la sonde n'est pas forcément dans la position (orientation) souhaitée. Si nous considérons que la surface de la sonde B-dot fait un angle  $\alpha$  avec l'axe vertical, alors le flux magnétique traversant la sonde serait  $\phi = B S \cos(\alpha)$ . Ceci impliquerait que l'amplitude de la FEM induite  $E^\alpha$  serait donnée par :

$$|E^\alpha| = \omega B S \cos(\alpha) \quad (F.5)$$

et dont l'incertitude relative serait :

$$\frac{\Delta E^\alpha}{E^\alpha} = 2 \frac{\Delta r}{r} + \tan(\alpha) \Delta \alpha \quad (F.6)$$

Il faudra donc s'assurer que notre sonde soit bien positionnée et pour cela, nous utiliserons des repères.



# Annexe G

## Elimination du couplage capacitif

Bien que le profil du champ magnétique expérimental mesuré précédemment semble être en adéquation avec nos attentes, nous allons évoquer maintenant une autre configuration de sonde pouvant minimiser le couplage capacitif. Il s'agit de la configuration dite doubles sonde.

### Doubles sondes

Dans cette configuration, nous allons utiliser deux sondes identiques mais montées en opposition de phase comme nous pouvons le voir sur la figure (G.1). Considérons deux câbles coaxiaux en cuivre de même longueur dont l'âme central sert à concevoir la boucle. L'appellation montées en opposition de phase veut dire que la surface de chaque boucle est orientée différemment. Nous savons que le flux de champ magnétique traversant une surface dépend de l'orientation de la surface par rapport au champ, en effet  $\phi = \vec{B} \cdot \vec{S}$ . Dans la pratique, ceci sera effectué par un positionnement adéquat de la masse, c'est-à-dire le lieu où nous refermons la boucle.

Sachant que le courant provenant du couplage électrostatique induit dans la sonde est un courant de déplacement, celui-ci ne dépend pas donc pas de l'orientation de la sonde. Il en résulte que la première sonde mesure un signal  $V = V_B + V_C$  et la seconde un signal  $V = -V_B + V_C$ , où  $V_B$  est la contribution provenant du champ magnétique principal et  $V_C$  est la contribution provenant du couplage électrostatique. Pour éliminer  $V_C$ , il suffira de faire la soustraction des deux signaux pour obtenir finalement deux fois le signal désiré  $V = 2V_B$ .



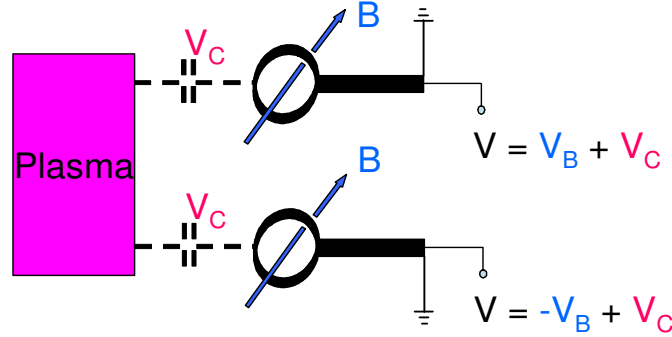


FIG. G.1 – Dispositif "Doubles sondes".

A noter que bien que cette méthode semble facile à mettre en pratique, il n'est jamais réellement possible de réaliser deux sondes parfaitement identiques. En supposant que nous arrivions à réaliser deux sondes parfaites, il subsiste un problème majeur qui réside dans une possibilité de couplage par inductance mutuelle  $M$  entre les deux boucles. Nous allons maintenant étudier l'effet de ce couplage entre les deux sondes. Sur la figure (G.2) nous avons la modélisation sous forme d'éléments électriques du système de la figure (G.1) où chaque boucle possède une inductance  $L$ . Le couplage  $k$  décrivant l'interaction entre les deux sondes s'écrit  $k = M/L$ , où  $M$  est l'inductance mutuelle entre les deux boucles. La résistance de  $50\Omega$  est la résistance de mesure branchée directement à l'oscilloscope.

Soit les sondes 1 et 2, d'inductance  $L \approx 10nH$ , parcourues respectivement par le courant  $I_1 = I_0 \sin(\omega t)$  et  $I_2 = -I_0 \sin(\omega t)$  où  $I_0$  serait le courant induit par le champ magnétique  $B$ . Le logiciel Pspice nous permet de déterminer  $V = V_1 - V_2$  la différence de tension des résistances de mesure. Nous avons tracé sur la figure (G.3) le rapport  $V(k)/V(k=0)$  en fonction de  $k$  où  $V(k)$  est la tension obtenue lors du couplage  $k$ . Nous constatons que nous pouvons aisément approximer cette courbe par un polynôme d'ordre 1. Ceci nous permet d'écrire que  $V(k)/V(k=0) = 1 - k$ . De plus, nous constatons que plus le coefficient de couplage " $k$ " est grand, moins il y a de

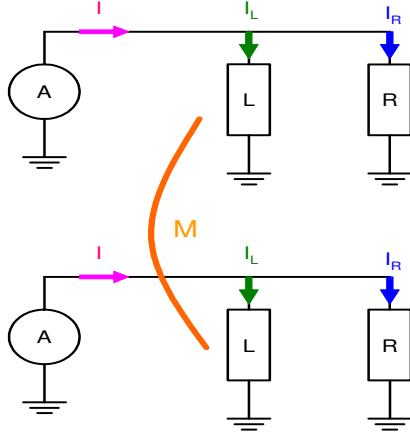


FIG. G.2 – Schéma électrique du couplage par inductance mutuelle entre les deux sondes.

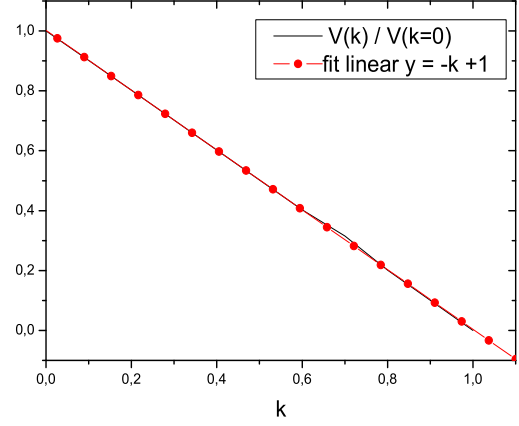


FIG. G.3 – Rapport entre la tension couplée  $V(k)$  et la tension sans couplage  $V(k = 0)$  en fonction du coefficient de couplage  $k$ , ainsi que son fit d'ordre 1.

signal en sortie. En effet la mutuelle inductance  $M$  couple respectivement un courant positif  $I_1$  dans la sonde 2 et un courant négatif  $I_2$  dans la sonde 1. Il en résulte une diminution du courant totale dans chaque sonde est donc une diminution de tension également. A noter que si nous avions pris en compte le courant capacitif  $I_C$ , il aurait tendance, par couplage, à augmenter puisque sa phase est toujours la même quelque soit la sonde.

De façon à ce que ce coefficient de couplage " $k$ " soit le plus petit possible, il faut donc que la distance entre la boucle de chaque sonde soit la plus grande possible. En effet le coefficient de couplage  $k$ , qui a été calculé en annexe H dans le cas de deux boucles identiques, est donné par :

$$k = \frac{R^3}{(R^2 + X^2)^{3/2}} \quad (\text{G.1})$$

où  $R$  est le rayon de la boucle et  $X$  est la distance entre le centre de la surface de chaque boucle.

Nous allons essayer de voir si il est possible de réaliser expérimentalement ce type de sonde. Nous disposons d'un tube en pyrex de diamètre interne et externe respectivement de  $d_i=6.5$  mm et  $d_e=8$  mm. De plus, chaque câble coaxial en cuivre possède un diamètre de  $d_c=2$  mm. Nous allons étudier deux cas, le premier est celui où les deux sondes sont le plus proche l'une de l'autre, soit une distance minimale entre le centre de chaque surface de 2 mm, et le deuxième cas où les centres sont les plus éloignés possibles, c'est à dire lorsque les deux coaxiaux sont contre la paroi interne du tube en pyrex, soit une distance de 4.5 mm. Ces deux configurations sont représentées sur la figure (G.4).

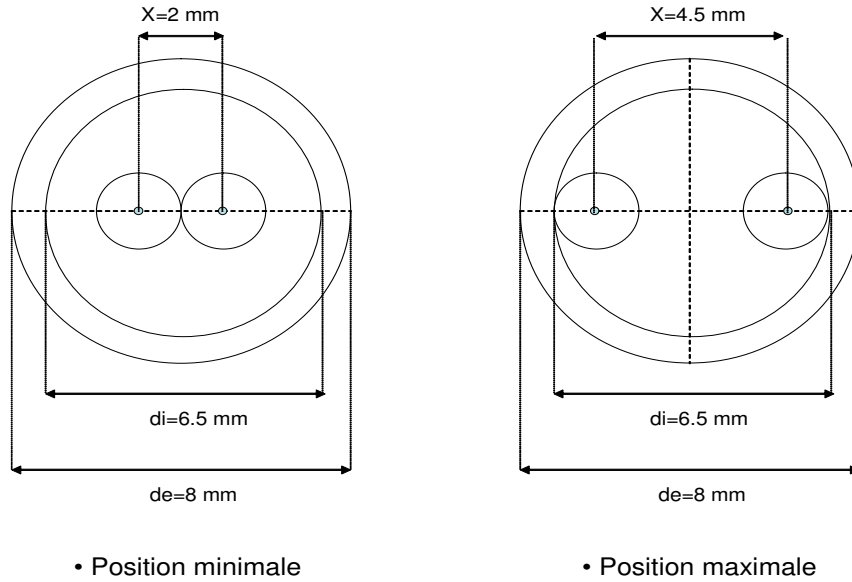


FIG. G.4 – Dispositif "Doubles sondes" dans la configuration dite "minimale" et dans la configuration dite "maximale".

Sur la figure (G.5 a)) et (G.5 b)), nous avons tracé la valeur de  $k$  en fonction de la taille de la boucle  $R$ , dans le cas de la position minimale et dans le cas de la position maximale. Nous constatons que dans le cas de la position maximale, le coefficient  $k$  est très faible. En conclusion, il est possible de réaliser une configuration dite double sonde dans la position dite maximale qui permettra de minimiser efficacement le couplage capacitif.

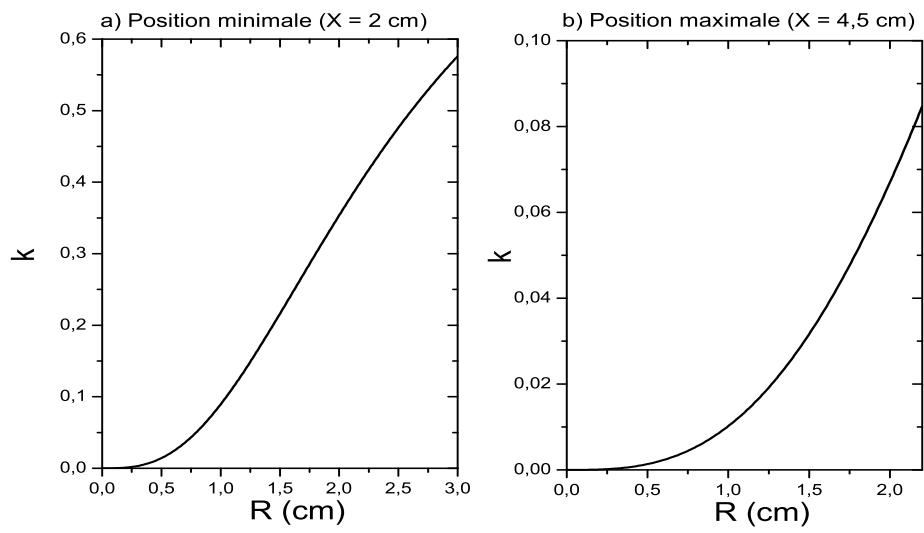


FIG. G.5 – Coefficient de couplage  $k$  en fonction du rayon  $R$  de la boucle de la sonde, la configuration dite "minimale" (a) et dans la configuration dite "maximale" (b).



# Annexe H

## Champ magnétique produit par une boucle

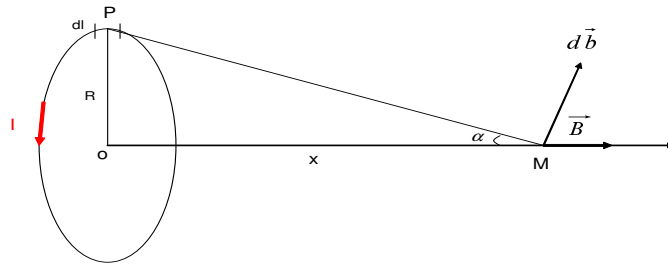


FIG. H.1 – Champ magnétique produit par une boucle parcourue par un courant.

Le champ magnétique produit au point  $X$  par une boucle de rayon  $R$  parcourue par un courant  $I$  est :

$$B(X) = \frac{\mu_o N I}{2R} \frac{R^3}{(R^2 + X^2)^{3/2}} \quad (\text{H.1})$$

## Bobines en configuration Helmholtz

Deux bobines de rayon  $R$  constituées d'un enroulement de  $N$  fils, parcourues par un même courant  $I$  et séparées d'une distance  $L$  sont représentées sur la figure (H.2). Elles produisent un champ magnétique  $B$  à la position  $X$  :

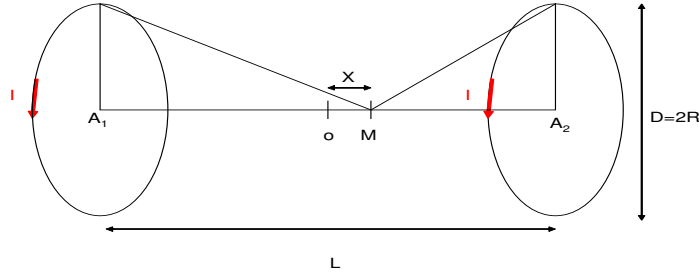


FIG. H.2 – Configuration Helmholtz.

$$B(X) = \frac{\mu_o N I}{2R} \left\{ \frac{R^3}{[R^2 + (L/2 - X)^2]^{3/2}} + \frac{R^3}{[R^2 + (L/2 + X)^2]^{3/2}} \right\} \quad (\text{H.2})$$

Lorsque ces deux boucles sont dans la configuration de Helmholtz, alors  $R = L$ , ce qui implique :

$$B(X) = \frac{\mu_o N I R^2}{2} \left\{ \frac{1}{[R^2 + (R/2 - X)^2]^{3/2}} + \frac{1}{[R^2 + (R/2 + X)^2]^{3/2}} \right\} \quad (\text{H.3})$$

Au centre ( $X = 0$ ), le champ magnétique est maximal et vaut :

$$B(0) = \frac{\mu_o N I}{R} \left( \frac{4}{5} \right)^{3/2} \quad (\text{H.4})$$

### Résistance d'un conducteur

La valeur de la résistance d'un conducteur dépend de la fréquence. Celle-ci est donnée par :

$$R(f) = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{A(f)} \quad (\text{H.5})$$

où  $\sigma$  est la conductivité du matériau,  $l$  sa longueur et  $A(f)$  la surface où le courant circule.

• Si  $f < f_o$  le courant circule entièrement dans le conducteur, donc  $A = \pi r_{\text{conductor}}^2$ . La résistance est :

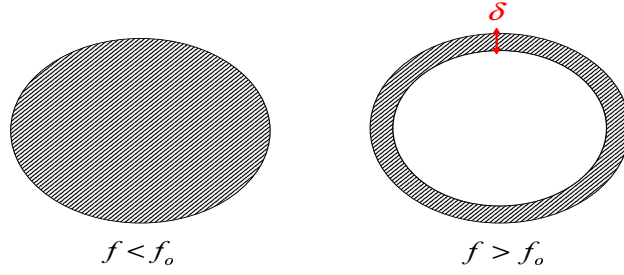


FIG. H.3 – Epaisseur de peau.

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{l_{\text{conductor}}}{[\pi r_{\text{conductor}}^2]} \quad (\text{H.6})$$

• A haute fréquence ( $f > f_o$ ), le courant circule à la surface du conducteur sur une épaisseur  $\delta = (2/\sigma\mu_o\omega)^{1/2}$  appelée "l'épaisseur de peau". La surface devenant  $A = \pi\delta (2r_{\text{conductor}} - \delta)$ , la résistance est :

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{l_{\text{conductor}}}{[\pi\delta (2r_{\text{conductor}} - \delta)]} \quad (\text{H.7})$$

• La fréquence de coupure  $f_o$  est obtenue lorsque  $\delta = r_{\text{conductor}}$ , ce qui nous permet d'écrire :

$$f_o = \frac{1}{\pi\sigma\mu_o r_{\text{conductor}}^2} \quad (\text{H.8})$$

### Inductance $L$

Dans le cas général théorique, l'inductance  $L$  est calculée à partir du flux  $\phi$ , par la relation  $\phi = LI$  ( $I$  est le courant). De plus, le flux  $\phi$  peut être défini par  $\phi = \vec{B} \cdot \vec{S}$ , où  $\vec{S}$  est la surface orientée dans laquelle traverse le champ magnétique  $\vec{B}$ . Il en résulte en égalisant les deux définitions du flux que :

$$L = \frac{\vec{B} \cdot \vec{S}}{I} \quad (\text{H.9})$$



### Cas d'une boucle ( $N = 1$ )

- *Calcul théorique*

Supposons une boucle de rayon  $R$  parcourue par un courant  $I$ . A partir de la relation (H.1), nous obtenons le champ magnétique créé en son centre :

$$B(X = 0) = \frac{\mu_o I}{2R} \quad (\text{H.10})$$

La surface de la boucle étant  $S = \pi R^2$ , il en résulte que si  $\vec{B}$  et  $\vec{S}$  sont colinéaires, alors d'après la relation (H.9) et (H.10), nous obtenons :

$$L = \frac{\mu_o \pi R}{2} \quad (\text{H.11})$$

- *Calcul réaliste*

Il est possible d'obtenir une valeur de l'inductance d'une boucle grâce à un calcul plus complexe [46]. Supposons une boucle de rayon  $R$  et dont le fil constitutif de la boucle a pour rayon  $r_f$ . L'inductance est donnée par :

$$L = \mu (2R - r_f) \left[ \left( 1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right] \quad (\text{H.12})$$

avec

$$k^2 = \frac{4R(R - r_f)}{(2R - r_f)^2} \quad (\text{H.13})$$

où  $E(k)$  and  $K(k)$  sont les intégrales elliptiques complètes du premier et du second ordre définies par :

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi} d\phi \quad (\text{H.14})$$

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\phi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \phi}} \quad (\text{H.15})$$

Si le rapport  $r_f/R$  est très petit, alors  $k$  est proche de l'unité. Les intégrales  $K$  et  $E$  peuvent être approximées par :

$$K(k) \cong \ln \left( \frac{4}{\sqrt{1 - k^2}} \right) \quad (\text{H.16})$$

$$E(k) \cong 1 \quad (\text{H.17})$$

Finalement, à partir de la relation (H.12), (H.16) et (H.17), il en résulte que l'inductance vaut :

$$L \cong R\mu \left[ \ln \left( \frac{8R}{r_f} \right) - 2 \right] \quad (\text{H.18})$$

### Inductance mutuelle $M$ de deux boucles simples ( $N_1 = N_2 = 1$ )

- *Cacul théorique*

Considérons une boucle de rayon  $R_1$  parcourue par un courant  $I$  créant un champ magnétique  $B_1$  en  $X$ . Le flux de champ magnétique traversant la surface de la seconde boucle de rayon  $R_2$  s'écrit  $\phi = \vec{B}_1 \cdot \vec{S}_2$ , où  $S_2 = \pi R_2^2$ . En considérant que  $\vec{B}_1$  et  $\vec{S}_2$  sont colinéaires, alors en utilisant le fait que  $\phi = M I$ , nous obtenons :

$$M(X) = \frac{\mu_o \pi}{2} \frac{R_1^2 R_2^2}{(R_1^2 + X^2)^{3/2}} \quad (\text{H.19})$$

- *Cacul réaliste*

Considérons deux boucles de rayon  $R_1$  et  $R_2$ , distantes de  $X$ . D'après [46], il vient :

$$M(X) = \mu \sqrt{R_1 R_2} \left[ \left( \frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right] \quad (\text{H.20})$$

avec

$$k^2 = \frac{4R_1 R_2}{X^2 + (R_1 + R_2)^2} \quad (\text{H.21})$$

### Coefficient de couplage $k_c$ de deux boucles simples ( $N_1 = N_2 = 1$ )

Le coefficient de couplage  $k$  de deux boucles, d'inductance respective  $L_1$  et  $L_2$ , est défini par :

$$k_c = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (\text{H.22})$$

Dans le cas où les deux boucles sont identiques  $L_1 = L_2$ , il vient :

$$k_c = \frac{M}{L} \quad (\text{H.23})$$

- *Cacul théorique*

D'après la relation (H.11) et (H.19), nous obtenons :

$$k_c = \frac{R^3}{(R^2 + X^2)^{3/2}} \quad (\text{H.24})$$

- *Cacul réaliste*

D'après la relation (H.12) et (H.20), nous obtenons :

$$k_c = \frac{R}{(2R - r_f)} \frac{\left[ \left( \frac{2}{k_0} - k_0 \right) K(k_0) - \frac{2}{k_0} E(k_0) \right]}{\left[ \left( 1 - \frac{k_1^2}{2} \right) K(k_1) - E(k_1) \right]} \quad (\text{H.25})$$

avec

$$k_0^2 = \frac{4R^2}{X^2 + 4R^2} \quad (\text{H.26})$$

et

$$k_1^2 = \frac{4R(R - r_f)}{(2R - r_f)^2} \quad (\text{H.27})$$

# Annexe I

## Profil radial de la densité électronique à haute pression

Sur la figure (I.1), nous avons le profil radial de la densité électronique  $n_e$  pour une décharge d'argon à la pression  $p=216$  mTorr pour différentes valeurs de la puissance injectée  $P_{in}$ .

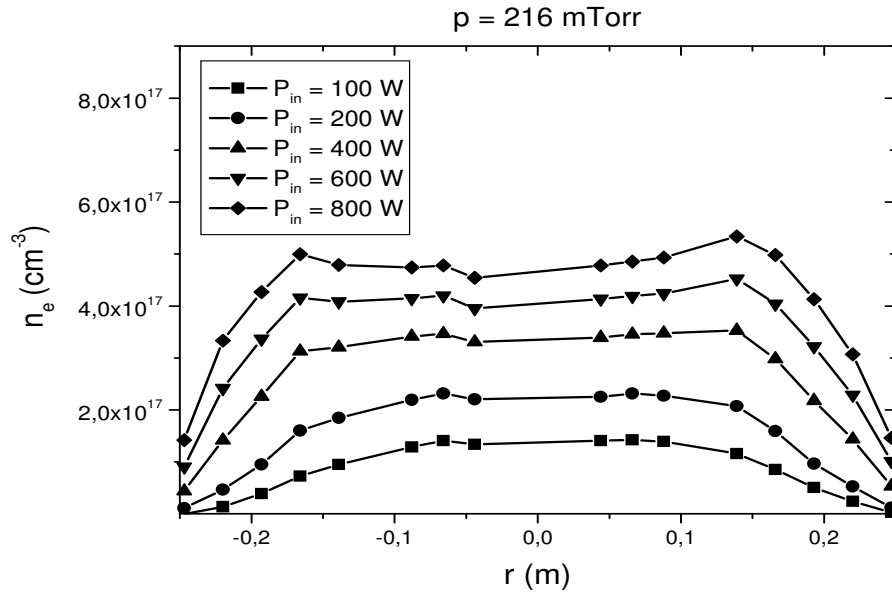


FIG. I.1 – Profil radial de la densité électronique  $n_e$ , à  $p=216$  mTorr, pour différentes puissances injectées  $P_{in}$ .

A basse puissance ( $P_{in} \leq 400 \text{ W}$ ), la densité électronique est suffisamment

faible de telle façon que l'effet d'onde stationnaire domine comme nous pouvons le voir sur le profil radial de la densité électronique. La décharge est alors dans un domaine de chauffage capacitif (E). Aux alentours de  $P_{in} \approx 400\text{W}$ , la densité électronique est telle que l'effet de peau compense l'effet d'onde stationnaire puisque nous constatons l'apparition d'un plateau sur le profil de la densité électronique  $n_e$ . Si nous augmentons encore la puissance, nous constatons cette fois-ci que l'effet de peau domine puisque nous avons une augmentation sur les bords de la décharge de la densité électronique. Ceci est le signe que la décharge est dans un mode de chauffage inductif (H). Cette expérience nous a permis de constater qu'il existait bien une transition E-H local à haute pression.

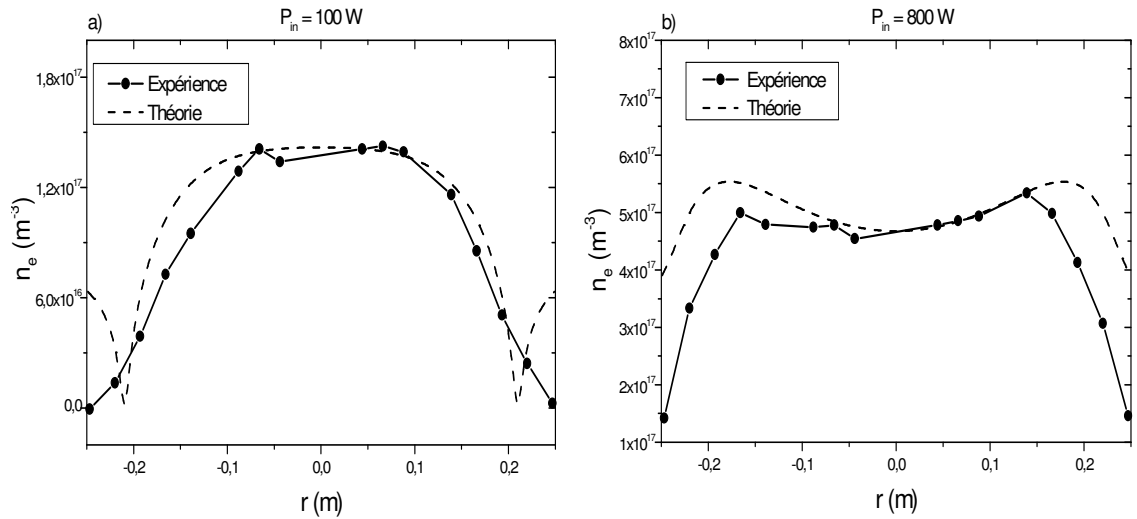


FIG. I.2 – Profil radial de la densité électronique  $n_e$  obtenue expérimentalement et par le modèle local, à  $p=216$  mTorr, pour une puissance de  $P_{in}=100$  W (a) et  $P_{in}=800$  W (b).

Sur la figure (I.2), nous comparons le profil radial de la densité électronique  $n_e$  obtenue, à haute pression ( $p= 216$  mtorr), expérimentalement à partir des sondes de flux ionique avec celles obtenues à partir du modèle local (voir chapitre 3) pour une puissance injectée de  $P_{in}=100$  W et  $P_{in}=800$  W . Nous constatons qu'il y a un accord satisfaisant notamment d'un point de vue de la forme des profils. Cependant, il existe toujours un problème

concernant la valeur de la tension utilisée dans le modèle (très supérieure à la valeur expérimentale), comme je l'avais mentionné dans la conclusion, pour que l'amplitude théorique de la densité électronique corresponde à celle obtenue expérimentalement.



# Bibliographie

- [1] H.F Winters and J.W. Coburn. The etching of silicon with  $xe f_2$ . *Appl. Phys. Lett.*, 34(1) :70–73, 1979.
- [2] T. Geppert U. Gösele A.P. Milenin, C. Janois and R.B. Wehrspohn. *soi* planar photonic crystal fabrication : Etching through  $sio_2/si/sio_2$  layer systems using fluorocarbon plasma. *Microelectron. Eng.*, 81 :15–21, 2005.
- [3] J. W. Coburnnn K. Kohler, D.E. Horna. Frequency dependence of ion bombardment of grounded surfaces in rf argon glow discharges in a planar system. *J. Appl. Phys.*, (58) :3350, 1985.
- [4] J.W. Coburn and E. Kay. Positive-ion bombardement of substrates in rf diode glow discharge sputtering. *J. Appl. Phys.*, (43) :4965, 1972.
- [5] A.D. Kuypers and H.J. Hopman. Measurement of ion energy distributions at the powered rf electrode in a varaible magnetic field. *J. Appl. Phys.*, (67) :1229, 1990.
- [6] A. Perret. Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface. *PHD Thesis, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France*, June 2004.
- [7] I. Langmuir. Oscillations in ionized gases. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 14 :627, 1928.
- [8] V.A. Godyak. *Soviet Radiofrequency Discharge Research*. 1986.
- [9] M. Meyyappan and M.J. Colgan. Very high frequency capacitively coupled discharges for large area processing. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 14(5) :2790, 1996.
- [10] M. Surendra and D.B. Graves. Capacitively coupled glow discharges at frequencies above 13.56 mhz. *Appl. Phys. Lett.*, 59(17) :2091, 1991.
- [11] M. Meyyappan M.J. Colgan and D.E. Murnick. Very high-frequency capacitively coupled argon discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 3(2) :181, 1994.



- [12] V. Vahedi. Verification of frequency scaling laws for capacitive radio frequency discharges using two dimensional simulations. *Phys. Fluids B*, 5(7) :2719, 1993.
- [13] M.A. Lieberman E. Kawamura, V. Vahedi and C.K. Birdsall. Ion energy distributions in rf sheaths; review, analysis and simulation. *Plasma Sources Sci. Technol.*, (8) :R45, 1999.
- [14] M. Fivaz S. Brunner W. Schwarzenbach, A.A. Howling and Ch. Hollenstein. Sheath impedance effects in very high frequency plasma experiments. *J. Vac. Sci. Technol.*, A 14(1) :132, 1996.
- [15] P. Benoit-Cattin and L.C. Bernard. Anomalies of the energy of positive ions extracted from high-frequency ion sources. a theoretical study. *J. Appl. Phys.*, (39) :5723, 1968.
- [16] M.M. Turner J. Robiche, P.C. Boyle and A.R. Ellingboe. Analytical model of a dual frequency capacitive sheath. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, (36) :1810–1816, 2003.
- [17] J.P. Booth J.M. Rax M.A. Lieberman, J. Kim and M.M. Turner. *SEMICON Korea Etching Symposium*, page 23, 2003.
- [18] J.K. Lee H.C. Kim and J.W. Shon. Analytic model for a dual frequency capacitive discharge. *Phys. Plasmas*, (10) :4545–4551, 2003.
- [19] A.R. Ellingboe P.C. Boyle and M.M. Turner. Independent control of ion current and ion impact energy onto electrodes in dual frequency plasma devices. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, (37) :697–701, 2004.
- [20] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg. *Principles of radiofrequency discharges and material processing*. Wiley, 1994.
- [21] M.A. Lieberman. Analytical solution for capacitive rf sheath. *IEEE. Trans. Plasma Sci.*, 16(6) :638, 1988.
- [22] M.M. Turner G. Gozadinos and D. Vender. Collisionless electron heating by capacitive rf sheaths. *Phys. Rev. Lett.*, 87(13) :135004–1, 2001.
- [23] P.Chabert M.A. Lieberman, J.P. Booth and M.M. Turner. Standing wave and skin effects in large-area, high-frequency capacitive discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 11 :283, 2002.
- [24] Leighton Feynman and Sands. *The Feynman Lectures on Physics*, volume 2. 1964.
- [25] N. Yu Babaeva H.C. Kim J.K. Lee, O.V. Manuilenko and J.W. Shon. Ion energy distribution control in single and dual frequency capacitive plasma sources. *Plasma Sources Sci. Technol.*, (14) :89–87, 2005.

- [26] H.C. Kim O.V. Manuilenko J.K. Lee, N. Yu Babaeva and J.W. Shon. Simulation of capacitively coupled single- and dual-frequency rf discharges. *IEEE. Trans. Plasma Sci.*, 32(1) :47–53, 2004.
- [27] J.-G. Yang A. paterson S. Shannon, D. Hoffman and J. Holland. The impact of frequency mixing on sheath properties : Ion energy distribution and  $v_{dc}/v_{rf}$  interaction. *J. Appl. Phys.*, 97 :103304–1, 2005.
- [28] A. Salabas and R.P. Brinkmann. Numerical investigation of dual frequency capacitively coupled hydrogen plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14 :S53–S59, 2005.
- [29] S. Rauf and M.J. Kushner. Nonlinear dynamics of radiofrequency plasma processing reactors poxered by multifrequency sources. *IEEE. Trans. Plasma Sci.*, 27(5) :1329–1338, 1999.
- [30] S. Shanon-V. Todorow T. Lill A. Paterson, T.Panagopolous and J. Holland. Measurements and modelling of plasma parameters in frequency mixed capacitive plasmas. *GEC 2004*, 2004.
- [31] J-P. Booth C.S. Corr P. Chabert G.A. Curley, D. Maric and J. Guillon. Negative ions in single and dual frequency capacitively coupled fluorocarbon plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, (16) :S87–S93, 2007.
- [32] F.A. Haas. A simple model of an symmetric capacitive plasma with dual frequency. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 37 :3117–3120, 2004.
- [33] M.A. Lieberman. Dynamics of a collisional, capacitive rf sheath. *IEEE. Trans. Plasma Sci.*, 17 :338, 1989.
- [34] T. Panagopoulos and D. J. Economou. Plasma sheath model and ion energy distribution for all radio frequencies. *J. Appl. Phys.*, 85(7) :3435, 1999.
- [35] R.N. Franklin. The dual frequency radio-frequency sheath revisited. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, (36) :2660–2661, 2003.
- [36] V.A. Godyak. Statistical heating of electrons at an oscillating plasma boundary. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, (16) :1073, 1972.
- [37] M.M. Turner. Pressure heating of electrons in capacitively coupled rf discharges. *Phys. Rev. Lett.*, 75(7) :1312–1315, 1995.
- [38] M.A. Lieberman E. Kawamura and A.J. Lichtenberg. Stochastic heating in single and dual frequency capacitive discharges. *Phys. Plasmas*, (13) :053506–1, 2006.

- [39] O.V. Polomarov I.D. Kaganovich and C.E. Theodosiou. Revisiting the anomalous rf field penetration into a warm plasma. *submitted to IEEE Trans. Plasma. Sci.*
- [40] M.M. Turner and P. Chabert. Collisionless heating in capacitive discharges enhanced by dual-frequency excitation. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :205001, 2006.
- [41] M.M. Turner and P. Chabert. Electron heating mode transitions in dual frequency capacitive discharges. *Appl. Phys. Lett*, (89) :231502, 2006.
- [42] T. Mussenbrock and R.P. Brinkmann. Nonlinear electron resonance heating in capacitive radiofrequency discharges. *Appl. Phys. Lett*, (88) :151503, 2006.
- [43] G.A. Hebner A.M. Paterson J.P. Holland P.A. Miller, E.V. Barnat. Spatial and frequency dependence of plasma currents in a 300mm capacitively coupled plasma reactor. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 15 :889–899, 2006.
- [44] J.-M. Rax P.Chabert, J.-L. Raimbault and M.A. Lieberman. Self-consistent non-linear transmission line model of standing wave effects in a capacitive discharge. *Phys. of Plasma*, pages 1775–1785, 2004.
- [45] L. Sansonnens. Shaped electrode and lens for a uniform radio-frequency capacitive plasma. *Appl. Phys. Lett*, 82(2) :182–184, 2003.
- [46] J. Whinnery S. Ramo and T.V. Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. Wiley, 1965.
- [47] D. Vender G. Cunge, B. Crowley and M.M. Turner. Characterization of the e to h transition in a pulsed inductively coupled plasma discharge with internal coil geometry : bi-stability and hysteresis. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8 :576–586, 1999.
- [48] N.D. Gibson U. Kortshagen and J.E. Lawler. On the e-h mode transition in rf inductive discharges. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 29 :1224–1236, 1996.
- [49] COMSOL. Femlab.
- [50] D.E. Horne ans E. Kay K. Köhler, J.W. Coburn. Plasma potential of 13.56 mhz rf argon glow discharges in a planar system. *J. Appl. Phys.*, 57(1) :59, 1985.
- [51] C. A. Ekdahl. Voltage and current sensors for a high-density z-pinch experiment. *Rev. Sci. Instrum.*, 51(12) :1645–1651, 1980.

- [52] Carl A. Ekdahl. U.s. patent 4,438,394 : Capacitively-coupled inductive sensor. 1984.
- [53] P. Raymond F. Bieth, J. Wey and W. Knorr. Synthèse de la théorie de l'antenne d-dot : Des équations de maxwell à l'impédance de l'antenne (r 123/2001). *Technical report, Institut Saint-Louis (ISL)*, 2001.
- [54] J. Wey F. Bieth and P. Raymond. Field probes for hpm measurements. *IEE Proceedings Pulsed Power Symposium - Saint-Louis (France)*, October, 2002.
- [55] C. H. Papas and R. King. Input impedance of wide-angle conical antennas. *Technical Report 52. Technical report, Cruft Laboratory, Harvard University*, 1948.
- [56] G.L. Huppert J. Liu and H.H. SawinE. Kay. Ion bombardement in rf plasmas. *J. Appl. Phys.*, 68(8) :3916, 1990.
- [57] P.A. Miller G.A. Ebner J.R. Woodworth, M.E. Riley and T.W. Hamilton. Ion energy and angular distributions in inductively driven radio frequency discharges in chlorine. *J. Appl. Phys.*, 81(9) :5950, 1997.
- [58] M.E. Riley P.A. Miller T.W. Hamilton B.P. Aragon J.R. Woodworth, I.C. Abraham and R.J. Shul. Ion energy distributions at rf-biased wafer surfaces. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 20(3) :872, 2002.
- [59] S.G. Ingram and N.St.J. Braithwaite. Ion and electron energy analysis at a surface in an rf discharge. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 21 :1496, 1988.
- [60] S.G. Ingram and N.St.J. Braithwaite. rf modulation of positive-ion energies in low-pressure discharges. *J. Appl. Phys.*, 68(11) :5519, 1990.
- [61] C. Böhm and J. Perrin. Retarding-field analyser for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radiofrequency discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, 64(1) :31, 1993.
- [62] U. Flender and K. Wieseman. Ion distribution functions behind an rf sheath. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 27 :509, 1994.
- [63] T.E. Sheridan J.H. Harris C. Charles, A.W. Degeling and M.A. Lieberman. Absolute measurements and modeling of radio frequency electric fields using a retarding field energy analyser. *Phys. Plasmas*, 7(12) :5232, 2000.
- [64] J.W. Coburn and E. Kay. Positive-ion bombardement of substrates in rf diode glow discharge sputtering. *J. Appl. Phys.*, 43(12) :4965, 1972.

- [65] P. Lefauchaux. Analyse d'énergie à grilles. *Atelier 'sondes électrostatiques' du réseau Plasma Froids du CNRS, Col de Porte(38)*, Juin 2006.
- [66] H.M. Mott-Smith and I. Langmuir. The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, 28 :727, 1926.
- [67] E.H.S. Burhop D. Bohm and H.S.W Massey. *The characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields*. McGraw-Hill, New-York, 1949.
- [68] I.B. Bernstein and I.N. Rabinowitz. Theory of electrostatic probes in a low-density plasma. *Phys. Fluids.*, 2(2) :112, 1959.
- [69] J.G. Laframboise. Theory of spherical and cylindrical langmuir probes in a collisionless, maxwellian plasma at rest. *PhD thesis, University of Toronto, Institute for Aerospace Studies, Utias report nř100*, 1966.
- [70] S. Robertson Z. Sternovsky and M. Lampe. The contribution of charge exchange ions to cylindrical langmuir probe current. *Phys. Plasmas*, 10 :300, 2003.
- [71] S. Robertson Z. Sternovsky and M. Lampe. Ion collection by cylindrical probes in weakly collisional plasmas : Theory and experiment. *J. Appl. Phys.*, 94 :1374, 2003.
- [72] B. Berlotti. Theory of an aelectrostatic probe in a strong magnetic field. *Phys. Fluids*, 4(8), 1961.
- [73] F.F. Chen. Measurement of low plasma densities in a magnetic field. *Phys. Fluids*, 11(4), 1968.
- [74] R.L.F Boyd and J.B Thompson. The operation of langmuir probes in electronegative plasmas. *Proc. Roy. Soc*, A252 :102, 1959.
- [75] O. Grulke C.M. Franck and T. Klinger. Magnetic fluctuation probe design and capacitive pickup rejection. *Rev. Sci. Instrum.*, 73 :3768, 2002.



**Mots-clefs:** décharges capacitatives VHF, excitation multifréquence, plasmas basse pression, effet d'onde stationnaire, effet de peau, transition E-H.

## Résumé

La thèse porte sur l'excitation multifréquence dans les décharges capacitatives basse pression utilisées pour la gravure en microélectronique.

L'intérêt majeur que représente l'utilisation d'une décharge capacitive excitée à deux fréquences provient du fait qu'elle est susceptible d'offrir un contrôle indépendant entre l'énergie des ions et le flux des ions. Dans la première partie j'ai développé un modèle global analytique basé sur (i) un modèle d'une gaine de charge d'espace capacitive, inhomogène, et excitée à deux fréquences, (ii) un modèle de chauffage dans ces gaines (ohmique et stochastique). Les résultats de ce modèle montrent que le chauffage couple dans la gaine de charge d'espace la composante basse fréquence et la composante haute fréquence ce qui a pour conséquence que le flux et l'énergie des ions ne sont pas indépendants. Cette affirmation a été validée par l'obtention des lois d'échelles relatives à l'énergie des ions et au flux des ions.

A haute fréquence nous pouvons voir la décharge comme la propagation d'une onde de surface du centre du plasma vers la périphérie à l'interface plasma-gaine de charge d'espace. Lorsque la longueur d'onde dans le plasma  $\lambda$  correspondant à la plus haute fréquence d'excitation est de l'ordre des dimensions des électrodes, alors des effets électromagnétiques apparaissent. Il s'agit de l'effet d'onde stationnaire ( $\lambda < R$ ) et de l'effet de peau ( $\delta < d$ ). Le champ électrique possède alors deux composantes. Le champ  $E_z$  (capacitif) et  $E_r$  (inductif) chacun associé à un mode de dépôt de puissance, à savoir respectivement le mode E et le mode H. Ces deux effets ont pour conséquence un dépôt de puissance non uniforme qui est néfaste pour les procédés industriels. La deuxième partie est consacrée à l'étude de la conséquence de la prise en compte de l'effet de peau dans une décharge capacitive cylindrique. Pour cela, j'ai développé un modèle de ligne de transmission, autocohérent, basé sur les équations de Maxwell. Les résultats ont montré que le plasma pouvait fonctionner soit dans le mode E (capacitif) soit dans le mode H (inductif) et qu'il existait donc une transition E-H, globale à basse pression et locale à haute pression. La dernière partie est consacrée à l'étude expérimentale d'une décharge capacitive à l'aide de différents diagnostics et à la mise en évidence de la transition E-H locale.

## Abstract

This thesis deals with the multiple-frequency excitation of low pressure capacitive discharges used for etching in microelectronics. The principal interest of a capacitive discharge excited at two frequencies is that it allows independent control over ion energy on the one hand and ion flux on the other. In the first part, I develop an analytical global model based on (i) inhomogeneous, capacitive space charge sheath model, excited at two frequencies, (ii) electron-heating model in these sheaths (ohmic and stochastic). Results show that heating causes coupling in the sheath of the low frequency component and the high frequency component. Consequently, ion flux and ion energy are not independent. This has been verified by obtaining scaling laws for ion energy and ion flux.

At high frequency, it may be possible to see the discharge as the propagation of surface waves from the centre of the discharge to the periphery between the plasma and the sheath. When the wavelength in the plasma  $\lambda$ , associated with the highest frequency is of the order of the electrode size, electromagnetic effects appear. They have been labeled the standing wave effect ( $\lambda < R$ ) and the skin effect ( $\delta < d$ ). The electric field is made up of two components: the capacitive electric field  $E_z$  and inductive electric field  $E_r$ . Each one is associated with a power deposition mode: E mode and H mode respectively. These two effects lead to a non uniform power deposition which is problematic for industrial processes.

The second part studies the consequences of taking into account the skin effect in a cylindrical capacitive discharge. I develop a self-consistent transmission line model based of Maxwell equations. Results showed that plasma may operate either in the E mode (capacitive) or in the H mode (inductive), so that an E-H transition occurs, global at low pressure and local at higher pressure. The final part is devoted to the experimental study of a cylindrical capacitive discharge with different diagnostics, with the goal of proving the existence of the E-H local transition.